

Міністерство освіти і науки України
Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»

В. О. Чадюк

Оптоелектроніка: від макро до нано

Передавання, перетворення та приймання оптичного випромінювання

Навчальний посібник

Книга друга

*Затверджено Вченою радою НТУУ «КПІ»
як навчальний посібник для студентів, які навчаються
за спеціальністю «Електроніка»*

Київ
КПІ ім. Ігоря Сікорського
2019

Рецензенти:

О. О. Птащенко, д-р техн. наук, проф.,
Одеський національний університет імені І. І. Мечникова

І. Л. Любчанський, д-р фіз.-мат. наук, проф., провідн. наук. співроб.,
Донецький фізико-технічний інститут ім. О. О. Галкіна НАН України

А. С. Левицький, д-р техн. наук, провідн. наук. співроб.,
Інститут електродинаміки НАН України

Відповідальний редактор

Л. Д. Писаренко, д-р техн. наук, проф.,
Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»

Чадюк В. О.

Ч-13 Оптоелектроніка: від макро до нано. Передавання, перетворення та приймання оптичного випромінювання : навч. посіб. У 2-х кн. / В. О. Чадюк. – Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, Вид-во «Політехніка», 2019. – Кн. 2. – 336 с.

ISBN 978-966-622-807-2

ISBN 978-966-622-868-3 (Кн. 2)

Перший том навчального посібника був присвячений некогерентним та когерентним джерелам оптичного випромінювання.

У другому томі розглянуто фізичні процеси та засоби передавання випромінювання (оптичні лінії зв'язку), перетворення випромінювання (помноження його частоти, фотоприймання), використання випромінювання для запису та оброблення інформації, а також для вимірювання різного роду величин. Особливу увагу приділено новому напрямку оптоелектроніки – нанофотоніці.

Для студентів електронних та оптичних спеціальностей, аспірантів і фахівців у галузі оптоелектроніки.

УДК 681.383(075.8)

ЗМІСТ

Книга перша

Передмова

Глава 1. ФОТОПРИЙМАЧІ

Глава 2. ЦИФРОВІ КАМЕРИ ТА СКАНЕРИ

Глава 3. СОНЯЧНІ БАТАРЕЇ

Глава 4. МОДУЛЯЦІЯ ТА РОЗГОРТКА ОПТИЧНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Глава 5. НЕЛІНІЙНА ОПТИКА

Глава 6. ОПТИЧНІ ДАТЧИКИ

Глава 7. ОПТОЕЛЕКТРОННІ ВИМІРЮВАЛЬНІ СИСТЕМИ

Список літератури

Іменний покажчик

Предметний покажчик

Книга друга

<i>Глава 8. ОПТИЧНИЙ ЗВ'ЯЗОК.....</i>	<i>5</i>
8.1. Гальванічний та оптичний зв'язок.....	5
8.2. Технологія виготовлення оптичних волокон.....	10
8.3. Фізичні властивості оптичних волокон	16
8.4. Фотонно-кристалічні волокна	28
8.5. Волокна з бреггівськими ґратами	32
8.6. Волоконно-оптичні джгути та кабелі.....	34
8.7. Волоконно-оптичні підсилювачі та лазери.....	35
8.8. Оптичний зв'язок у суперкомп'ютерах	36
8.9. Волоконно-оптичні лінії зв'язку	39
8.10. Вільнопросторові оптичні лінії зв'язку	44
Контрольні запитання і задачі.....	58
<i>Глава 9. ОПТИЧНИЙ ЗАПИС ІНФОРМАЦІЇ</i>	<i>59</i>
9.1. Фотографічний, голографічний та оптичний цифровий методи запису інформації ...	59
9.2. Інтерференція двох когерентних хвиль	74
9.3. Голографічні схеми.....	81
9.4. Цифрова голографія.....	92
9.5. Застосування голографії	95
9.6. Оптична пам'ять	97
9.7. Технологія оптичного запису інформації	102
9.8. Копіювання голограм	110
Контрольні запитання і задачі.....	112
<i>Глава 10. ДИСПЛЕЇ.....</i>	<i>114</i>
10.1. Електронні пристрої для оптичного відображення інформації	114
10.2. Рідкокристалічні дисплеї.....	119
10.3. Основні параметри 2D-дисплеїв	125

10.4. Електронні чорнила та електронний папір	126
10.5. Проектори	128
10.6. 3D-дисплеї.....	133
10.7. Лазерні принтери.....	140
10.8. Голографічні принтери.....	142
Контрольні запитання і задачі	143
<i>Глава 11. ОПТИЧНЕ ОБРОБЛЕННЯ ІНФОРМАЦІЇ</i>	144
11.1. Оптичне перетворення Фур'є.....	144
11.2. Аналоговий оптичний процесор зображень	151
11.3. Голографічне розпізнавання образів.....	154
11.4. Можливості створення цифрового оптичного процесора.....	160
11.5. Оптоелектронні нейромережі.....	163
Контрольні запитання і задачі	172
<i>Глава 12. НАДВИСОКОЧАСТОТНА ФОТОНІКА</i>	174
12.1. Взаємодія надвисокочастотних електричних сигналів з оптичним випромінюванням.....	174
12.2. Оптоелектронна генерація НВЧ-сигналів.....	175
12.3. Оптичне передавання НВЧ-сигналів	180
12.4. Оптична фільтрація НВЧ-сигналів	181
12.5. Оптоелектронне аналого-цифрове перетворення НВЧ-сигналів.....	184
12.6. Оптоелектронне оброблення інформації в комп'ютерних системах.....	185
Контрольні запитання і задачі	189
<i>Глава 13. НАДШИРОКОСМУГОВА ФОТОНІКА</i>	190
13.1. Надширокосмуговий зв'язок.....	190
13.2. Суперконтинуум та його застосування.....	193
13.3. Оптична генерація ультракоротких імпульсів довільної форми	201
13.4. Генерація оптичного шуму та його використання в радарх.....	204
Контрольні запитання і задачі	208
<i>Глава 14. НАНОФОТОНІКА</i>	210
14.1. Дослідження явищ субмікронного світу.....	210
14.2. Плазмоніка	220
14.3. Наночастинки та їх властивості	227
14.4. Оптичні антени	231
14.5. Оптична наноскопія.....	234
14.6. Оптичне маніпулювання наночастинками	247
14.7. Технології нанофотоніки.....	258
14.8. Нанофотоніка в інформаційних системах	269
14.9. Наночастинки в сонячних елементах.....	271
14.10. Нанофотоніка в медицині.....	272
14.11. Нанорозмірні джерела випромінювання.....	276
14.12. Квантові вимірювання	282
14.13. Класичне, напівкласичне та некласичне світло	290
Контрольні запитання і задачі	293
<i>ПІСЛЯМОВА. ПЕРСПЕКТИВИ ОПТОЕЛЕКТРОНІКИ</i>	295
<i>СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ</i>	310
<i>ІМЕННИЙ ПОКАЖЧИК</i>	325
<i>ПРЕДМЕТНИЙ ПОКАЖЧИК</i>	329

Глава 8

ОПТИЧНИЙ ЗВ'ЯЗОК

Намагатися зрозуміти основні досягнення сучасної науки, ігноруючи її витоки, міцний фундамент, на якому наука побудована, – і безглуздо, і неможливо.

Джон Пірс, американський фізик

8.1. Гальванічний та оптичний зв'язок

Історичні відомості. Ідея використовувати світло для передавання повідомлень виникла декілька тисячоліть тому. Спочатку це були димові сигнали; естафета з багать, розкладених на пагорбах, могла нести на сотні кілометрів інформацію, наприклад, про наближення ворога. У третьому столітті до нової ери на невеличкому острові у Середземному морі біля єгипетського міста Олександрія було побудовано Олександрійський маяк, який димом вдень та полум'ям уночі попереджав моряків про небезпечні рифи на вході у бухту. Цей маяк простояв понад тисячу років, його назвали одним із семи див світу.

Перший оптичний телеграф винайшов у 1684 р. англійський фізик Роберт Гук. Цей пристрій уперше дозволив передавати на відстань текстові повідомлення. Конструкцію оптичного телеграфу удосконалювали двома способами. У деяких конструкціях літери та цифри повідомлення кодували символами – певними просторовими комбінаціями світлових сигналів (факелами, розміщеними у відповідних вікнах башти, двома прапорцями у руках сигнальника), в інших – світловими імпульсами, в яких літери та цифри кодувалися певними комбінаціями тривалості спалахів (наприклад, у геліографі – спалахами сонячного «зайчика», які виникали при нахилі дзеркала). Найбільшого поширення у XIX ст. набув оптичний телеграф символного типу, який винайшов у 1792 р. французький механік та винахідник Клод Шапп, в його телеграфі літери та цифри передавалися за допомогою певного просторового положення планок семафора, встановленого на башті.

У 1837 р. американський винахідник та художник Семюел Морзе для передавання повідомлень телеграфом запропонував код Морзе і побудував електромеханічний телеграфний апарат (апарат Морзе). Код Морзе і донині використовують в оптичних телеграфах імпульсного типу (для зв'язку між кораблями, а також для аварійного зв'язку, наприклад, за допомогою ліхтарика або лазерної указки).

Швейцарський фізик Жан Колладон у 1841 р. продемонстрував і пізніше описав у статті дослід, в якому світло поширювалося всередині параболічного

струменя води. У 1854 р. подібний дослід показав під час лекції англійський фізик Джон Тиндаль, пояснивши роль повного внутрішнього відбиття світла, і дослід увійшов в історію фізики як дослід Тиндала.

У 1880 р. американські винахідники Александер Белл та Чарльз Тейнтер винайшли фотофон – оптичний телефон, в якому звукові коливання викликали вібрації дзеркала, а сонячне світло, відбите від дзеркала, перетворювало ці коливання на оптичні й передавало їх на фотоприймач, розміщений на відстані понад 200 м (рис. 8.1). Через шістдесят років подібний принцип перетворення та передавання звукової інформації радянський винахідник Лев Термен використав у пристрої для дистанційного підслуховування розмови у приміщенні за допомогою інфрачервоного випромінювання, відбитого від віконного скла.



Рис. 8.1. Фотофон – перший оптичний телефон

У 1966 р. англійські дослідники Чарльз Као та Джордж Хокхем описали в статті перші оптичні волокна – скляні нитки з оболонкою, оптичні втрати в яких сягали 1000 дБ/км, і запропонували використовувати такі волокна для оптичного зв'язку подібно до електричних коаксіальних кабелів, втрати в яких становили 5–10 дБ/км [1]. Као та Хокхем зазначили у статті, що очищенням скла від домішок можна суттєво знизити оптичні втрати. У 2009 р. Као отримав Нобелівську премію з фізики «за видатні досягнення у галузі передавання світла по волокнах для оптичного зв'язку».

Вже у 1970 р. американська компанія *Corning Glass Works* виготовила оптичне волокно із втратами 20 дБ/км. Майже одночасно з'явилися перші гетероструктурні лазерні діоди на основі арсеніду галію GaAs, які генерували інфрачервоне випромінювання з довжиною хвилі 850 нм. Кварцове скло, яке було використано

(і використовується нині) для виготовлення волокон, має на довжинах хвиль 1310 та 1550 мкм менші втрати, тому розробники лазерів спрямували зусилля на пошук відповідних напівпровідникових матеріалів і створення на них лазерних діодів. На початку 1980-х років були створені InGaAsP-лазери з довжиною хвилі випромінювання 1310 нм, а втрати у кварцових волокнах зменшилися до 0,2 дБ/км. У наш час близько 80 % всієї телекомунікаційної інформації передається за допомогою волоконно-оптичних ліній зв'язку.

У 1996 р. англійський фізик Філіп Рассел продемонстрував фотонно-кристалічне волокно з твердою серцевиною, а в 1998 р. – із порожнистою. Фотонно-кристалічне волокно – це скляне або полімерне волокно з поздовжніми повітряними каналами, які у поперечному перерізі утворюють періодичну структуру з еквідистантних отворів [2].

Використовувати світло для передавання сигналу в електронному пристрої почали у 1960-х роках ХХ ст., з'єднавши в одному корпусі мініатюрну лампочку розжарювання та фоторезистор і створивши перший оптрон. Оптичний зв'язок між двома частинами електронного пристрою забезпечує їх гальванічну розв'язку, яка захищає пристрій від електричного пробоя та паразитного зворотного зв'язку, а також дозволяє узгоджувати частини пристрою за опором. У 1970-х роках лампочки в оптронах замінили світлодіодами і створили додатково оптрони з іншими напівпровідниковими фотоприймачами – фотодіодами, фототранзисторами та фототиристорами. Останнє десятиліття показало, що використання оптичного інтерфейсу дає змогу зменшити тепловиділення та рівень електромагнітних завад всередині комп'ютерного процесора, що означає можливість підвищити його швидкодію.

Порівняння електричного та оптичного сигналів. Сигнал є хвилеподібним фізичним процесом, який несе інформацію будь-якого характеру від її джерела до потенційного приймача зі швидкістю, обмеженою властивостями середовища. Інформацією може бути і повідомлення, і час прольоту лазерного імпульсу до цілі й назад, і крапля дощу, яка впала на голову. Носієм сигналу є хвиля (електромагнітна або акустична) або ж потік частинок (фотонів, електронів, іонів чи фононів), з яким згідно з корпускулярно-хвильовим дуалізмом можна пов'язати певний хвильовий процес.

Монохроматична хвиля не може бути носієм інформації. Зміна у часі параметрів хвилі, навіть просто її переривання, викликає появу множини вищих гармонік – групи хвиль з різними частотами, фазами та амплітудами.

У вакуумі швидкість електромагнітної хвилі не залежить від її частоти, тому група хвиль, яка, наприклад, несе біт інформації, поширюється

зі швидкістю світла c . Фазова та групова швидкості групи хвиль збігаються.

У дисперсійному середовищі парціальні хвилі з групи хвиль поширюються з різною фазовою швидкістю, іноді навіть більшою за c , а швидкість поширення групи хвиль – групова швидкість – визначається за швидкістю переміщення певної амплітуди у хвильовому процесі зі складною формою обвідної, і ця швидкість завжди менша від c . Оскільки амплітуда є енергетичною характеристикою хвильового процесу, то групова швидкість є швидкістю передавання й інформації, й енергії (див. підрозд. 5.1 [3]).

Швидкість поширення електричного сигналу вздовж двопровідної лінії передачі чи коаксіального кабелю визначають за їх розподіленими параметрами (опором, ємністю та індуктивністю), зазвичай ця швидкість у декілька разів менша за швидкість світла у вакуумі c (зауважимо принагідно, що швидкість електронів у мідних проводах менша за 1 мм/с).

Основною завадою у створенні широкосмугових ліній електричного зв'язку протяжністю понад 30 м стає скін-ефект, за якого ефективний переріз провідника спадає з частотою, збільшуючи його опір. Електричні та магнітні поля у провіднику та навколо нього, які виникають під час зворотно-поступальних коливань електронів під дією прикладеної змінної напруги, створюють електрорушійні сили, що виштовхують електрони з осової частини провідника на периферію. За скін-ефекту густина струму спадає вглиб провідника експоненціально:

$$j(d) = j_{surf} \exp\left(-\frac{d}{\delta}\right),$$

де j_{surf} – густина струму на поверхні провідника; d – відстань углиб від поверхні провідника; δ – товщина скін-шару. Останню можна знайти за формулою

$$\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi \mu \mu_0 f}},$$

де ρ – питомий опір провідникового матеріалу; μ – магнітна проникність провідникового матеріалу; μ_0 – магнітна стала; f – частота електричного сигналу. Для міді на частотах $f = 50$ Гц товщина скін-шару становить 9,3 мм, 1 МГц – 66 мкм, 100 МГц – 6,6 мкм.

Американський фізик Джон Пірс, один із розробників методу імпульсно-кової модуляції та конструкцій деяких електронних ламп НВЧ, автор терміна «транзистор», писав у 1956 р. [4]:

«Звертаючись до майбутнього проблеми зв'язку, ми повинні взяти до уваги деякі положення... Одне з них стосується ширини смуги частот. Уже протягом багатьох років ми спостерігаємо зростання використання електричного зв'язку і неперервне збільшення потреби у все ширших смугах частот. Ми пройшли шлях від телеграфу, обмеженого смугою у декілька десятків герців, до передавання голосу, що вимагає вже смуги у декілька тисяч герців, до телебачення з необхідною смугою у декілька мільйонів герців... Починаючи з низьких частот, які використовують для передавання сигналів по телеграфним і телефонним проводам, ми перейшли до повітряних та кабельних ліній передачі з частотами у десятки тисяч герців, а потім до коаксіальних кабелів, по яких можна передавати сигнали з частотами у мільйони герців».

За оцінками фахівців американської корпорації *Intel*, основного світового виробника процесорів, мідний провідник, який з'єднує компоненти процесора, має граничну швидкість передавання даних приблизно 20 Гбіт/с, у разі перевищення якої різко погіршуються параметри сигналу, суттєво збільшуються розсіяння потужності та генерація електромагнітних завад.

Носієм оптичного сигналу є електрично нейтральні фотони, що забезпечує волоконно-оптичний кабель від електромагнітних завад, значно знижує ризик перехоплення інформації та позбавляє необхідності екранувати сигнальну жилу.

Оптичний сигнал має на декілька порядків вищу частоту, ніж електричний або радіосигнал, що уможливорює створення в одному волокні багатьох інформаційних каналів, які працюють на різних довжинах хвиль (мультиплексування).

З огляду на те, що оптичне волокно не іскрить, його використовують у вибухонебезпечному та легкозаймистому середовищі. Кварцові волокна здатні працювати в агресивних середовищах, а також за високих температур.

8.2. Технологія виготовлення оптичних волокон

Матеріали оптичних волокон. Для виготовлення оптичних волокон використовують аморфні, кристалічні та полімерні матеріали (табл. 8.1). Кожний матеріал залежно від конкретного застосування має недоліки та переваги.

Таблиця 8.1

Фізичні властивості матеріалів оптичних волокон*

Матеріал	Показник заломлення серцевини n_c (λ , мкм)	Діапазон прозорості $\Delta\lambda$, мкм	Оптичні втрати α , дБ/км (λ , мкм)
Аморфний			
Кварцове скло (SiO_2)	1,46 (1,55)	0,2–2	0,2 (1,55)
Фтористе скло (ZBLAN)	1,50 (–)	0,3–4	0,08 (2,9)
Халькогенідне сульфідне (As_2S_3) скло	2,4 (5,0)	1–6	0,03 (2,4)
Халькогенідне селенідне (As_2Se_3) скло	2,5 (5,0)	1–9	0,2 (6,5)
Кристалічний			
Сапфір (Al_2O_3)	1,77 (–)	0,2–5	0,4 (2,9)
Фторид літію (LiF)	1,49 (0,65)	0,1–6	< 1 (0,65)
Ітрій-алюмогранат (YAG)	1,8 (1,06)	0,2–6	0,3 (1,06)
Полімерний			
Поліметилметакрилат (ПММА)	1,49 (0,54)	0,3–2	1–2 (0,54)
Полістирол	1,59 (0,57)	0,4–0,8	55 (0,65)
Полікарбонат	1,58 (0,67)	0,4–2,1	330 (0,57)
Перфторполімер	1,34 (1,31)	0,2–2	0,4 (0,77) 16 (1,31)

*Дані взято з [5; 6; 7].

Найбільш поширеним матеріалом для виготовлення оптичних волокон є кварцове скло – як оптичне середовище воно має низку цінних властивостей:

- широкий спектральний діапазон прозорості з мінімумом оптичних втрат на довжині хвилі $\lambda = 1,55$ мкм (втрати за рахунок поглинання та розсіяння становлять 0,2 дБ/км);
- на довжині хвилі 1,3 мкм матеріал має нульову дисперсію, що значно зменшує розпливання оптичного імпульсу під час його поширення у волокні;

- високий поріг пробою під дією інтенсивного лазерного випромінювання;
- високу температурну стабільність (коефіцієнт теплового розширення – один із найнижчих серед усіх відомих матеріалів – $0,6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$);
- можливість витягування у волокно діаметром декілька мікрометрів;
- високу механічну міцність в умовах розтягування або вигинання;
- простоту зварювання волокон (наприклад, за допомогою високоевольтного розряду або випромінювання CO_2 -лазера);
- високу стійкість до агресивних хімічних середовищ та негігроскопічність;
- можливість легування з метою підвищення показника заломлення (наприклад, Al_2O_3 або GeO_2) або його зниження (F або B_2O_3), а також для створення волоконного підсилювача або лазера (Er^{3+} або Nd^{3+}).

Кристалічні волокна використовують для випромінювання з $\lambda > 2,4$ мкм (за межею прозорості кварцового скла). У кристалічних волокнах використовують такі монокристали, як:

- оксид алюмінію Al_2O_3 (відомий за природного походження як корунд);
- галогеніди лужних металів (наприклад, LiF);
- бромід-йодид талію *KRS-5*, прозорий у діапазоні 0,6–40 мкм.

Зрозуміло, що кристалічні волокна найдорожчі, тому за можливості їх замінюють фотоннокристалічними волокнами, виготовленими з кварцового скла.

Найдешевшим матеріалом оптичних волокон є поліметилметакрилат (ПММА, інші назви – органічне скло, плексиглас, акрилове скло). У видимому діапазоні ПММА має оптичні втрати менше 1 дБ/м; в інфрачервоному діапазоні втрати різко зростають.

Для роботи за підвищених температур створено силіконове волокно. Волокно із силіконовою серцевиною діаметром 1,5 мм та оболонкою із фтор-етилен-пропілену діаметром 2,2 мм має числову апертуру 0,65, втрати 1–2 дБ/м на $\lambda = 650$ нм та може працювати у температурному діапазоні 250–420 К.

Серцевини волокон, виготовлених з ПММА та полістиролу, мають зазвичай діаметр 0,5–1,5 мм, а з перфторполімеру – 50–120 мкм, причому з останнього матеріалу виготовляють переважно градієнтні волокна.

Оболонки роблять з кремнійорганічної (силіконової) смоли з показником заломлення $n_{cl} = 1,46$. Волокно з діаметром оболонки 1 мм має діаметр серцевини 0,98 мм.

Переваги полімерних волокон – низька вартість, висока числова апертура (0,5–0,65) та механічна гнучкість. Завдяки великому діаметру серцевини їх легко узгоджувати з *pin*-фотодіодами (із характерними діаметрами фотокатодів 0,3–1 мм). Градієнтні волокна забезпечують вищі швидкості передавання даних – до 10 Гбіт/с для ПММА та 47 Гбіт/с для перфторполімеру.

Загальними недоліками полімерних волокон є досить великі оптичні втрати (до 1 дБ/м) та мала ефективна ширина смуги частот (5 МГц·км), що обмежує їх використання у лініях зв'язку завдовжки до 100 м. Висока пластичність, низька твердість та невисока температура розм'якшення з часом спричиняють деформацію профілю волокна та утворення подряпин на його поверхні. Ультрафіолетове опромінення викликає деградацію волокна.

Типи оптичних волокон. Оптичні волокна бувають чотирьох типів:

- *безоболонкові*, в яких хвилевідний канал із показником заломлення n_1 межує з навколишнім середовищем, показник заломлення якого $n_0 < n_1$;
- *ступінчасті (оболонкові)*, в яких серцевина має показник заломлення n_1 , а оболонка – n_2 , причому $n_1 > n_2$;
- *градієнтні*, в яких показник заломлення поступово зменшується від осі волокна до його поверхні;
- *фотоннокристалічні*, з періодичним розподілом показника заломлення у перерізі волокна.

Перші три типи волокон (рис. 8.2) використовують вже понад півстоліття в інформаційних, вимірювальних та освітлювальних системах. Завдяки фотоннокристалічним волокнам, відомих з 90-років ХХ ст., з'явилося багато нових можливостей як у пристроях оптичного зв'язку, так і у вимірювальній техніці.

Оптичні втрати у волокні дуже сильно залежать від якості матеріалів, з яких витягується волокно. Матеріали з високою прозорістю отримують осадженням з рідкої або газової фази.

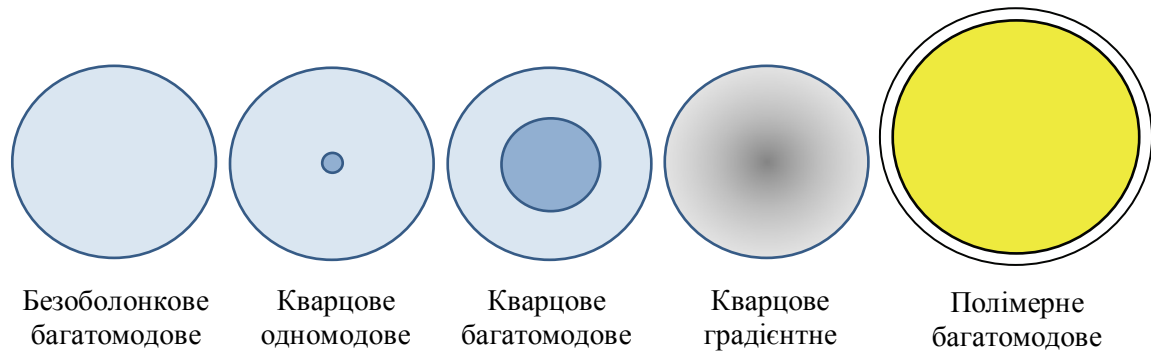


Рис. 8.2. Профілі показників заломлення найбільш поширених типів оптичних волокон (темніший колір відповідає більшому показнику заломлення)

Виготовляють волокна трьома методами:

- витягуванням волокна із заготовки у спеціальній башті заввишки декілька метрів;
- витягуванням волокна з подвійного тигля;
- екструзією (вичавлюванням) волокна з форми, подібної до подвійного тигля.

Скляні волокна виготовляють переважно першим методом, оскільки цей метод забезпечує найвищу якість волокна. Те, що вихідні матеріали чисті й не забруднюють тигель, дозволяє отримати скляні волокна з найнижчими втратами – всього 0,2 дБ/км.

Заготовки діаметром до 10 см і завдовжки до 1 м виготовляють модифікованим методом осадження з газової фази. За цим методом в обертову скляну трубу, нагріту ззовні полум'ям до температури 1600 К, подають суміш газів – кисню та тетрахлориду кремнію SiCl_4 , а також тетрахлориду германію GeCl_4 (останнього – для підвищення показника заломлення). Унаслідок хімічних реакцій на внутрішній поверхні труби осідає дрібнодисперсний кремній (схожий на сажу), який у процесі поступового підвищення температури труби розплавляється, утворюючи прозорий скляний шар. Процес завершується за температури 2000 К заповненням труби цим шаром, причому під кінець процесу співвідношення газових компонентів змінюється у такий спосіб, щоб у подальшому забезпечити утворення серцевини з більшим показником заломлення. Відомі й інші варіанти цього методу виготовлення заготовок, зокрема з осіданням дрібнодисперсного кремнію на зовнішній поверхні нагрітої скляної труби або на скляному стрижні, а також із розміщенням у скляній трубці скляного стрижня з більшим показни-

ком заломлення або заповненням трубки розплавом скла з більшим показником заломлення.

Заготовку розміщують у верхній частині волокно-витягувальної башти. Верхній торець заготовки нагрівається до температури плавлення скла, і можна розпочати процес витягування волокна з нижнього торця. Автоматична система підтримує заданий діаметр волокна, керуючи швидкістю його витягування.

Метод подвійного тигля ґрунтується на одночасному виливанні з більшого тигля розплаву скла оболонки і з меншого тигля, розміщеного у більшому, розплаву скла серцевини. Платинові тиглі нагадують за формою воронки для наливання рідини у пляшки. Для того, щоб струмінь розплавленого скла серцевини перебував усередині струменя розплавленого скла оболонки, вихідний діаметр більшого тигля має бути у декілька разів більшим за вихідний діаметр меншого тигля. Тиглі нагріваються струмами високої частоти, наведеними у платині індуктором.

Екструзійний метод виготовлення волокна найбільш простий, але він застосовний переважно до полімерних волокон, які придатні до передавання інформації на відстань не більшу за декілька сот метрів.

На завершальному етапі волокно протягують крізь екструзійний мундштук, з якого під тиском вичавлюється розплавлена полімерна маса, створюючи захисну полімерну оболонку волокна. Така оболонка захищає скло від появи на його поверхні мікротріщин (під дією атмосферної вологи). Щоб запобігти проникненню води та хімічних реагентів крізь тонкий полімерний шар, на волокно наносять ще один полімерний шар з міцного матеріалу, який зменшує ймовірність утворення мікровигинів волокна.

Якщо волокно потримати над полум'ям до розм'якшення скла (температура розм'якшення кварцового скла 1938 К) й обережно його розтягти, то утворюється ділянка звуження завдовжки до 10 см, діаметр волокна на цій ділянці становить декілька мікрометрів (в окремих випадках отримують навіть нановолокно діаметром менше 100 нм). У звуженому волокні світло поширюється вже не в серцевині, а через увесь переріз волокна. Звужені волокна використовують у генераторах суперконтинууму (див. підрозд. 13.2), волоконно-оптичних датчиках, акустооптичних модуляторах та перетворювачах мод (коли, наприклад,

треба зменшити площу моди зі 100 до 10 мкм² у разі виведення випромінювання з одномодового волокна в інтегрально-оптичний каналний хвилевід).

Волоконно-оптичний кабель, окрім серцевини та оболонки, має ще багат шарове полімерне покриття, яке захищає світлоносні частини волокна від пошкодження та забруднення. Волоконно-оптичний кабель має вищу вартість монтажу, ніж інші види кабелів.

Вага одноволоконного оптичного кабелю становить 9 г/м, коаксіального – 119 г/м.

Рідинні світловоди. Рідина як середовище для перенесення світла має низку переваг порівняно зі джгутом кварцових волокон:

- більше світлопропускання – 70–90 % у рідинних світловодів, 40–60 % у кварцових (для світловодів завдовжки 1 м);
- на 20–30 % більшу прозорість в ультрафіолетовому діапазоні, починаючи від 230 нм;
- навіть помірні згин або скручування кварцового волокна може його зламати, що не може трапитися з рідиною, герметизованою у гнучкій оболонці;
- удвічі вищу числову апертуру (у середньому 0,5).

Рідинні світловоди виготовляють із діаметром серцевини у межах 3–10 мм і завдовжки до 2 м. Їх розрізняють за робочими діапазонами – ультрафіолетовий (275–700 нм), видимий (300–980 нм) та інфрачервоний (400–2000 нм), хоча кожний із цих трьох типів майже повністю перекриває видимий діапазон випромінювання (380–760 нм).

Світлоносною рідиною для ультрафіолетового діапазону може служити водний розчин дигідрофосфату натрію NaH_2PO_4 , для видимого – водний розчин диметисульфоксиду $(\text{CH}_3)_2\text{SO}$, для інфрачервоного – тетрахлоетилен $\text{Cl}_2\text{C}=\text{CCl}_2$. Оболонку виготовляють із полімерів, зокрема, з тефлону, стійкого до розчинників органічних матеріалів (зокрема, тетрахлоетилену).

Рідинні світловоди застосовують:

- для підведення світла у важкодоступні місця у медичній та промисловій ендоскопії;
- для флуоресцентного виявлення наркотиків та небезпечних речовин;

- як гнучкі елементи освітлювачів (на основі потужних світлодіодів, дугових та галогенних ламп) у фотографії та мікроскопії;
- як елементи детекторів радіоактивного випромінювання у разі заповнення серцевини рідким сцинтилятором.

8.3. Фізичні властивості оптичних волокон

Механізм поширення випромінювання у волокні. Каналізація випромінювання в оптичному волокні, тобто поширення випромінювання у певному каналі, відбувається завдяки повному внутрішньому відбиттю випромінювання на межі більш щільного та менш щільного середовищ, відповідно з більшим та меншим показниками заломлення.

Під час відбиття світлової хвилі від межі серцевини та оболонки частина електромагнітного поля хвилі долає цю межу й швидко згасає в оболонці в поперечному напрямку, але продовжує поширюватися разом з модою волокна вздовж поверхні серцевини. Так проявляє себе *оптичний тунельний ефект* – подолання частиною електромагнітного поля світлової хвилі потенціального бар'єра на межі двох середовищ та утворення за потенціальним бар'єром експоненціально спадного (еванесцентного) поля. Причиною появи цього поля є збудження світловою хвилею, яка потрапляє в середовище, коливань електронів середовища, тобто утворення коливальних електричних диполів. Електричне поле точкового коливального диполя має три складові, які спадають з відстанню r пропорційно $1/r$, $1/r^2$ та $1/r^3$. Перша складова утворює електромагнітну хвилю з тією ж частотою, що і збуджувальна світлова хвиля. Цю компоненту ще називають дальнім полем диполя. Друга та третя складові формують ближнє поле, яке спадає настільки швидко, що не встигає утворити хвилю.

З оптичним тунельним ефектом тісно пов'язаний *ефект Гуса–Хенхен* – зсув точки відбиття променя відносно точки падіння за повного внутрішнього відбиття (рис. 8.3) [8]. Для великих кутів падіння зсув може перевищувати довжину хвилі випромінювання.

Чим тонша серцевина волокна, тим більша частина потужності випромінювання поширюється за її межами, тому втрати у волокні з оболонкою визначаються не тільки матеріалом серцевини, але й матеріалом оболонки.

Оболонка відіграє у волокні як позитивну, так і негативну роль, захищаючи поверхню серцевини від подряпин та забруднення, запобігаючи у волоконно-оптичному джгуті паразитному зв'язку між прилеглими волокнами і зменшуючи:

- втрати (за умови достатньої товщини та високої якості);
- міжмодову дисперсію;
- частку вхідної потужності, яка вводиться у серцевину.

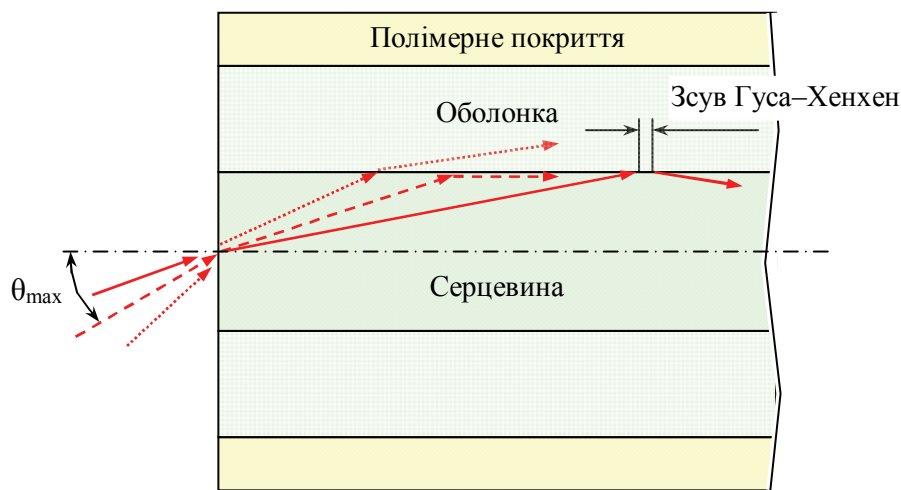


Рис. 8.3. Хід променів у багатомодовому оптичному волокні

Числова апертура волокна. Тільки частина променів, які падають на торець волокна, утримуються в серцевині внаслідок повного внутрішнього відбиття. Для цих променів існує максимальний кут падіння на торець волокна θ_{\max} , за перевищення якого промені виходять із серцевини в оболонку або навколишнє середовище (рис. 8.3). Числова апертура (англ. *numerical aperture*, NA) – це синус цього кута:

$$NA = \sin \theta_{\max} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}.$$

Моди оптичного волокна. Просторове обмеження випромінювання, яке вводиться у волокно, створює різні умови для хвиль з різними частотами та формує *моди волокна* – характерні поперечні розподіли електричного поля хвилі, яким відповідають певні напрямки вектора електричного поля, швидкості поширення та коефіцієнти загасання хвилі. На рис. 8.4 показано, як виглядають поперечні розподіли електричного поля у волокні для основної моди (моди найнижчого порядку) LP_{01} та мод вищих порядків LP_{mn} , де $m = 1, 2, 3, \dots$, $n = 0, 1, 2, \dots$. Моди

волокна мають лінійну поляризацію, що і відображено в їх назві (англ. *linearly polarized*, *LP* – лінійно поляризовані).

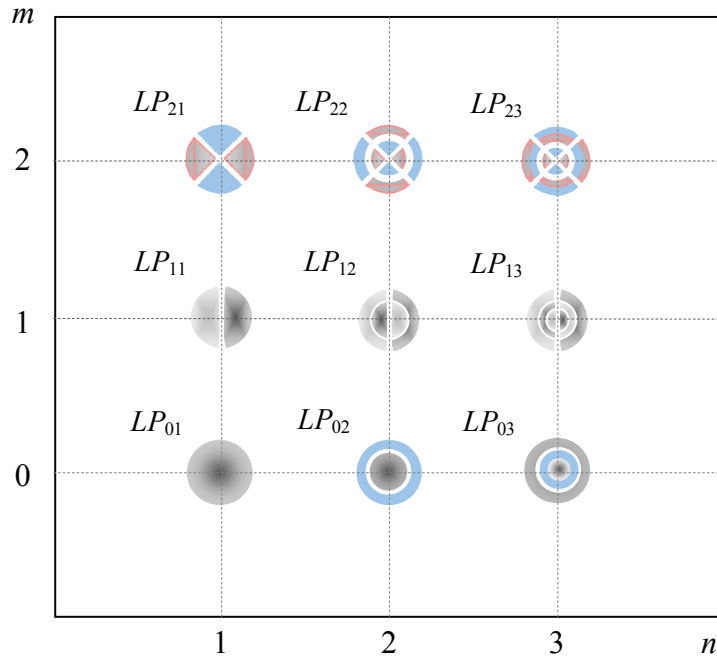


Рис. 8.4. Розподіл електричного поля в модах волокна LP_{mn} з різними індексами мод m та n (різним кольором зображено ділянки розподілу)

Багатомодові та одномодові волокна. За спектром пропускання оптичні волокна поділяють на одномодові та багатомодові. Для аналізу модового складу випромінювання, поширюваного у волокні, використовують параметр V , який за змістом є нормалізованою частотою:

$$V = \frac{\pi d_1}{2\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2},$$

де d_1 – діаметр серцевини.

Число мод, поширюваних у ступінчастому волокні, задається співвідношенням

$$Q_m \approx \left(\frac{2}{\pi} V \right)^2 = \left(\frac{d_1}{\lambda} \right)^2 (n_1^2 - n_2^2). \quad (8.1)$$

У градієнтному волокні з квазіпараболічним профілем показника заломлення число поширюваних мод удвічі менше [8].

Умовою одномодового режиму для волокна є $V < 2,41$. За одномодового режиму поперечний розподіл інтенсивності випромінювання у волокні описується наближено гауссовою функцією (як і мода

резонатора або гауссів пучок одномодового лазера), тому можна ввести поняття *радіуса моди* r_{mod} – відстані від осі волокна, на якій інтенсивність спадає в e^2 разів. Для одномодового волокна або основної моди багатомодового волокна радіус моди можна знайти зі співвідношення Маркузе [9]

$$r_{mod} \approx \frac{d_1}{2} (0,65 + 1,62 \cdot V^{-3/2} + 2,88 \cdot V^{-6}).$$

Часто для порівняння об'ємів, в яких зосереджена основна енергія моди, використовують такий параметр, як *ефективна площа моди* πr_{mod}^2 . Фотоннокристалічні волокна (волокна з фотонною забороненою зоною) можуть мати площу моди понад 1000 мкм², тоді як одномодові волокна, які використовують у лініях зв'язку, мають площу моди менше 100 мкм².

Для кожної моди є *довжина хвилі відсікання*, у разі перевищення якої мода перестає існувати. З наближенням до цієї довжини хвилі радіус моди зростає і все менше енергії моди залишається у серцевині волокна.

Інколи одномодового режиму можна досягти за допомогою вигинання волокна, оскільки моди вищих порядків мають більші втрати на вигині, ніж основна мода.

Багатомодові волокна мають діаметр серцевини 50 мкм (за європейським стандартом) та 62,5 мкм (за стандартами США та Японії). Для аналізу поширення випромінювання у багатомодовому волокні можна застосовувати геометричну оптику, тобто використовувати поняття променя. У волокні можна виділити два види променів – меридіональні та косі. Меридіональні промені проходять через вісь волокна, косі промені її не перетинають. Аналіз поширення випромінювання у багатомодових волокнах стосується зазвичай тільки меридіональних променів, бо урахування косих променів значно ускладнює аналіз. Косі промені можуть вводитися у волокно з кутами падіння, більшими за θ_{max} , але такі промені швидко розсіюються на вигинах та неоднорідностях волокна.

Одномодові волокна мають діаметр серцевини $d_1 = 7\text{--}9$ мкм. Для аналізу поширення випромінювання в одномодовому волокні геометрична оптика виявляється неприйнятною, тому використовують хвильову оптику.

Модова дисперсія. Меридіональний промінь, який падає на торець волокна під кутом $\theta < \theta_{\max}$, проходить у волокні завдовжки L шлях

$$L_\theta = \frac{L}{\sqrt{1 - (\sin \theta / n_1)^2}}.$$

Різниця у часі перенесення оптичного імпульсу $\Delta\tau_{pls}$ найбільш похилим та осьовим променями ступінчастого волокна викликає розширення імпульсу, яке називають *модовою дисперсією*,

$$\Delta\tau_{pls} = \frac{Ln_1\Delta n}{cn_2}, \quad (8.2)$$

де $\Delta n = n_1 - n_2$, а c – швидкість світла у вакуумі. Інші назви цього параметра – міжмодова або багатомодова дисперсія. Зауважмо, що цей вид дисперсії виникає у променів, яким відповідають елементарні плоскі хвилі однакової частоти, з однаковими швидкостями поширення у волокні. Якщо $\Delta n \ll 1$, що справджується за наявності у волокна оболонки, то модова дисперсія викликає розширення оптичного імпульсу

$$\Delta\tau_{pls} \approx \frac{L}{c} \Delta n.$$

У градієнтному волокні величина модової дисперсії додатково зумовлюється радіальним профілем показника заломлення. Мінімальну дисперсію спостерігають, якщо профіль описується функцією, близькою до квадратичної (квазіпараболічний профіль). Для $\Delta n \ll 1$ маємо [10]

$$\Delta\tau_{pls} \approx \frac{L(\Delta n)^2}{2cn_1}.$$

Приклад 8.1. На вхід багатомодового волокна з діаметром серцевини $d_1 = 50$ мкм та завдовжки $L = 1$ км, з показником заломлення серцевини $n_1 = 1,49$ та показником заломлення оболонки $n_2 = 1,46$, подають прямокутні оптичні імпульси тривалістю $\tau_{pls} = 1$ нс. Якою має бути частота повторення імпульсів, щоб унаслідок модової дисперсії їх фронти перекривалися на виході волокна не більше, ніж наполовину?

Фронти імпульсів перекриватимуться наполовину, якщо дисперсійне розширення імпульсу дорівнюватиме інтервалу між імпульсами $\Delta\tau_{pls}$, тобто коли період

імпульсів буде $2\Delta\tau_{pls}$, відповідно, частота повторення імпульсів $f_{pls} = 1/2\Delta\tau_{pls}$. Підставляючи розширення імпульсу з формули (8.2), знайдемо

$$f_{pls} = \frac{cn_2}{2Ln_1\Delta n} = \frac{3 \cdot 10^8 \cdot 1,46}{2 \cdot 10^3 \cdot 1,49(1,49 - 1,46)} = 4,9 \cdot 10^6 \text{ Гц} = 4,9 \text{ МГц}.$$

Приклад 8.2. Знайти, як зміниться число мод, поширюваних у багатомодовому ступінчастому волокні, якщо діаметр серцевини d_1 збільшити вдвічі.

Новий діаметр серцевини $d_2 = 2d_1$. Скориставшись формулою (8.1), знайдемо, у скільки разів зросте число мод:

$$\frac{Q_{m2}}{Q_{m1}} = \frac{(d_2/\lambda)^2 (n_1^2 - n_2^2)}{(d_1/\lambda)^2 (n_1^2 - n_2^2)} = \left(\frac{d_2}{d_1}\right)^2 = \left(\frac{2d_1}{d_1}\right)^2 = 4.$$

Багатомодове ступінчасте волокно має більшу числову апертуру, ніж одномодове волокно, тому і більшу модову дисперсію. Ввести випромінювання у багатомодове волокно значно простіше, ніж в одномодове.

У багатомодовому градієнтному волокні різниця ходу осевого променя та променя з кутом падіння θ_{\max} менша, ніж у ступінчастому волокні, тому меншою є й модова дисперсія.

Модова дисперсія обмежує пропускну здатність волокна величиною $B \approx \Delta\tau_{pls}^{-1}$, при цьому вважають, що $\Delta\tau_{pls} \gg \tau_{pls}$.

В одномодовому волокні модової дисперсії немає, але є дисперсія матеріалу, роль якої у багатомодовому волокні незначна порівняно з модовою дисперсією.

Поляризаційна модова дисперсія виникає внаслідок того, що дефекти волокна, згини та стискання приводять до появи наведеного подвійного променезаломлення і, як наслідок, до різної швидкості поширення хвиль з різною поляризацією. Вирішенням проблеми є використання волокна, яке зберігає поляризацію випромінювання. Це досягається внесенням у заготовку волокна двох стрижнів, розміщених по обидва боки серцевини, з дещо іншим коефіцієнтом теплового розширення. У витягнутому волокні виникає механічне напруження, яке створює сильне подвійне променезаломлення, завдяки якому і зберігається поляризація випромінювання, вектор поляризації якого паралельний осі подвійного променезаломлення (напрямку найбільшого напруження у серцевині волокна). На жаль, поляризаційно стійкі волокна значно дорожчі за звичайні, потребують додаткового обладнання для точного

налаштування і мають більші втрати, внаслідок чого в лініях зв'язку їх не використовують. Завдяки удосконаленню процесу витягування волокна сучасні волокна мають незначну поляризаційну модову дисперсію.

Матеріальна дисперсія. *Дисперсія матеріалу* – залежність показника заломлення матеріалу або фазової швидкості світлової хвилі в ньому від частоти цієї хвилі. Дисперсії немає тільки у вакуумі, проте у кварці на довжині хвилі $\lambda = 1,276$ мкм відбувається зміна знака дисперсії $dn/d\lambda$ і спостерігається «нульова дисперсія».

Оптичний імпульс має певний спектр частот. Унаслідок дисперсії групи хвиль з різними кутовими частотами ω матимуть у межах $(\omega, \omega + \Delta\omega)$ та $(\omega + \Delta\omega, \omega + 2\Delta\omega)$ різну середню швидкість – групову швидкість V_{gr} , тобто спостерігається дисперсія групової швидкості, яку визначають як похідну від величини, оберненої до швидкості, тобто як

$$D_{gr} = \frac{d}{d\omega} \frac{1}{V_{gr}} = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{dk}{d\omega} \right) = \frac{d^2k}{d\omega^2},$$

де k – хвильове число ($k = 2\pi/\lambda$). *Нормальна дисперсія* спостерігається у разі $D_{gr} > 0$. За нормальної дисперсії групова швидкість зменшується зі зростанням частоти випромінювання.

У волоконній оптиці дисперсію групової швидкості (групову дисперсію) виражають зазвичай через довжини хвиль, а не частоти:

$$D_{\lambda} = \frac{d}{d\lambda} \frac{1}{V_{gr}} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d^2k}{d\omega^2}.$$

Дисперсія матеріалу серцевини викликає розширення оптичного імпульсу на величину [11]

$$\Delta\tau_{pls} = \frac{L\Delta\lambda}{c\lambda} \left| \lambda^2 \frac{d^2n}{d\lambda^2} \right|.$$

Розширення імпульсу зумовлюється також дисперсією матеріалу оболонки й різницею дисперсій матеріалів серцевини та оболонки.

Хвилевідна дисперсія, як і матеріальна, є різновидом хроматичної дисперсії й виникає внаслідок того, що мода характеризується не одним хвильовим вектором \mathbf{k} , як плоска хвиля, а розподілом хвильових векторів, залежних від частоти.

Хвилевідна дисперсія спостерігається у волокнах з малою ефективною площею моди (в одномодових волокнах ліній зв'язку та деяких фотоннокристалічних).

Нелінійні ефекти у волокні є результатом прояву ефекту Керра та явища непружного розсіювання світла.

Унаслідок ефекту Керра (залежності показника заломлення скла від інтенсивності лазерного випромінювання в діапазоні сильних інтенсивностей, а саме такі спостерігаються в одномодових волокнах) виникають паразитні явища, такі як чотирихвильове змішування, фазова саомодуляція та фазова крос-модуляція. Ці явища не дозволяють збільшувати дальність передачі без ретрансляторів одним лише підвищенням потужності лазерного випромінювання.

Показник заломлення кварцового волокна можна подати як

$$n = n_0 + n_I I,$$

де n_0 – показник заломлення серцевини волокна за малих інтенсивностей випромінювання ($n_0 = 1,46$); n_I – коефіцієнт нелінійності показника заломлення ($n_I = 3,2 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}$); I – інтенсивність лазерного випромінювання. У довгих (до 10 000 км) лініях волоконно-оптичного зв'язку нелінійний приріст показника заломлення якраз і викликає згадані вище керрівські ефекти у волокні [12].

Явище непружного розсіювання світла, яке спостерігають за великих інтенсивностей лазерного випромінювання, спричиняє появу таких ефектів, як вимушене бріллюенівське розсіювання та вимушене раманівське розсіювання. Перше викликає генерацію когерентних фононів, які утворюють у волокні макроскопічну акустичну хвилю, друге – генерацію некогерентних фононів, які хвилю не утворюють.

Усі нелінійні ефекти, окрім само- та крос-модуляції, спричиняють таке паразитне явище, як перекачування енергії з одного каналу в інший.

Вимушене бріллюенівське розсіювання проявляється, коли потужність випромінювання досягає певної порогової величини, яка сильно залежить від ширини лазерного спектра: так, за ширини спектра 20 МГц порогова потужність становить приблизно 3 мВт, а за ширини 200 МГц – 20 мВт, причому ця величина залежить від стану поляризації лазерного випромінювання [13]. Акустична хвиля створює у волокні просторову модуляцію показника заломлення, свого роду розподілений бреггівський відбивач, який повертає частину енергії падаючої хвилі

назад, викликаючи появу відбитої хвилі й насичення потужності для падаючої хвилі; останній ефект обмежує потужність випромінювання, яка може бути передана по волокну.

Іноді відбиту хвилю називають стоксовою хвилею, щоб підкреслити, що її частота в оптичному волокні менша за частоту падаючої хвилі приблизно на 11 ГГц (або в довжинах хвиль більша на 0,09 нм). Зменшення частоти викликане тим, що фотони віддають частину своєї енергії молекулярним коливанням.

Для зменшення паразитного впливу бріллюенівського розсіяння потрібно:

- використати фазову модуляцію випромінювання;
- забезпечити допорогову потужність випромінювання в інформаційному каналі;
- збільшити ширину спектра лазерного випромінювання до декількох сотень мегагерців, створюючи швидкий псевдовипадковий зсув частоти випромінювання.

На рис. 8.5 показано структуру чіпа, в якому реалізовано останній метод зменшення впливу бріллюенівського розсіяння [13]. Основою є лазер з бреггівськими розподіленими відбивачами, період яких змінюється за рахунок інжекції носіїв заряду та збільшення внаслідок цього показника заломлення відбивачів. Це дозволяє налаштуватися на певну моду. Керуючи інжекцією носіїв у внутрірезонаторну фазову секцію, можна змінювати положення вибраної моди у лазерному спектрі, а додавання до цієї досить сильної цілеспрямованої інжекції псевдовипадкових її варіацій дозволяє розширити спектр лазерного випромінювання, не впливаючи на його потужність чи довжину хвилі. Лазерний модуль, окрім чіпа, містить мікропроцесор та супутню електроніку.

Модова смуга частот. Оптичне волокно можна розглядати як фільтр нижніх частот, частота зрізу якого обернено пропорційна його довжині [11]. Розширення з відстанню оптичних імпульсів у волокні, яке є наслідком дисперсії, викликає зменшення їх амплітуди. Амплітуда падає також зі зростанням частоти модуляції випромінювання. Якщо взяти волокно завдовжки 1 км і зняти залежність потужності випромінювання на виході волокна від частоти модуляції випромінювання на вході, то отримаємо амплітудно-частотну характеристику волокна. Частота модуляції випромінювання, на якій потужність на виході во-

локна спадає у два рази (амплітуда у $\sqrt{2}$ разів), тобто на 3 дБ, і є модовою шириною смуги частот. Цю величину позначають аббревіатурою *EMB* (англ. *effective modal bandwidth* – ефективна модова смуга частот). Для полімерних багатомодових волокон *EMB* приблизно становить 5 МГц·км, а для одномодових кварцових – перевищує 10 ГГц·км.

Волокно з *EMB* = 1 МГц·км може передавати цифрову інформацію зі швидкістю приблизно 0,7 Мбіт/с.

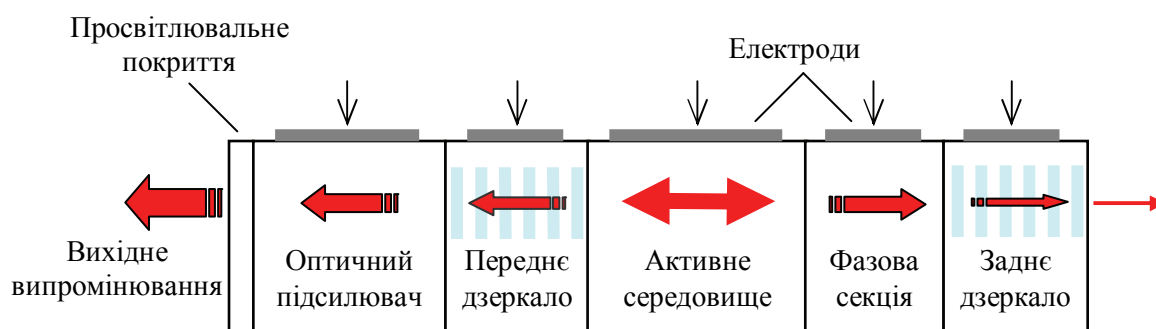


Рис. 8.5. Структура лазерного чіпа з керованою частотою та шириною спектра випромінювання

Пропускна здатність волокна – це максимальна швидкість безпомилкового передавання інформації.

У 2011 р. японська корпорація *NEC* досягла пропускної здатності 101 Тбіт/с для волокна завдовжки 165 км – тепер неперервне відео високої роздільної здатності тривалістю у три місяці передається волокном за одну секунду. Досягти такої високої пропускної здатності вдалося завдяки одночасній модуляції таких параметрів випромінювання, як амплітуда, фаза та поляризація. У 2012 р. японська корпорація *Nippon Telegraph and Telephone* довела пропускну здатність волокна завдовжки 50 км до 1 Пбіт/с.

Оптичні втрати у волокні. В оптичних волокнах спостерігають три види втрат, джерелами яких є:

- релєївське розсіяння випромінювання на молекулах;
- поглинання випромінювання гідроксильними групами ОН;
- вигини волокна.

Коефіцієнт релєївського розсіяння $\alpha_{sc} \sim \lambda^{-4}$, тому цей вид втрат швидко спадає зі збільшенням довжини хвилі оптичного сигналу. На довжині хвилі 1 мкм релєївські втрати становлять приблизно 1 дБ/км, а на 1,6 мкм – 0,1 дБ/км [11].

Іони OH^- поглинають випромінювання внаслідок електронних та коливальних переходів (переходів електронів на вищі орбіти та переходів атомів О та Н до більших амплітуд міжатомних коливань), причому в інфрачервоному діапазоні суттєвим є лише поглинання на коливальних переходах. Основною довжиною хвилі міжатомних коливань О та Н є 2,73 мкм. До цих коливань додаються коливання атомів Si та О на довжині хвилі 12,5 мкм. Виникають коливання з кратними та сумарними частотами, які й зумовлюють появу декількох піків поглинання у кварцовому склі. Для діапазону 1,0–1,6 мкм найбільшими є піки поглинання на довжинах хвиль 1,29 та 1,38 мкм.

У стандартному ступінчастому кварцовому волокні використовується три вікна прозорості – 0,85, 1,31 та 1,55 мкм. Останнім часом вдалося виготовити кварцові волокна з вікнами прозорості 1,4 та 1,58 мкм.

Вікно з $\lambda = 0,85$ мкм дозволяє використовувати найбільш потужні лазерні діоди та світлодіоди – арсенід-галієві, але з-поміж п'яти вікон прозорості кварцового волокна, відомих нині, це вікно характеризується найбільшими втратами. Його використання обмежене переважно офісними мережами.

Вікно з $\lambda = 1,31$ мкм має нульову дисперсію, хоча і більші втрати (0,35 дБ/км), ніж вікно з $\lambda = 1,55$ мкм. Його використовують переважно у міських мережах.

Вікно з $\lambda = 1,55$ мкм має найнижчі втрати (0,22 дБ/км), тому в ньому працюють магістральні лінії зв'язку протяжністю у тисячі кілометрів.

Решта вікон прозорості кварцового волокна поки що не освоєна.

Для оцінювання повних втрат у волокні завдовжки L використовують такі величини, як пропускання волокна та ослаблення (загасання) випромінювання у волокні. *Пропускання волокна* – це відношення вихідної інтенсивності I_{out} до вхідної I_{in} , яке з використанням закону Бугера–Ламберта–Бера можна подати як

$$T_{fb} = \frac{I_{out}}{I_{in}} = \exp(-\alpha L),$$

де α – коефіцієнт екстинкції волокна. Екстинкція (англ. *extinction* – загасання) випромінювання у волокні включає поглинання та розсіяння

випромінювання, а також втрати внаслідок локальних порушень повного внутрішнього відбиття; оскільки основний внесок дає поглинання, α часто називають коефіцієнтом поглинання.

Ослаблення випромінювання у волокні завдовжки L описують співвідношенням

$$A_L = \alpha_{opt} L = 10 \log \left(\frac{1}{T_{fb}} \right)$$

і виражають у децибелах (дБ), а питомі оптичні втрати α_{opt} – у децибелах на кілометр (дБ/км). Питомі оптичні втрати та коефіцієнт екстинкції пов'язані співвідношенням

$$\alpha_{opt} [\text{дБ/км}] = 4,34 \alpha [\text{км}^{-1}].$$

Для кожного типу волокна є *критичний радіус вигину*, за наближення до якого втрати різко зростають (унаслідок часткового порушення повного внутрішнього відбиття світла). У довших волокнах втрати на вигин стають сильнішими, причому навіть на прямолінійних ділянках прокладання волокна. У волокні завжди є мікровигини як дефекти виготовлення (відхилення від заданого радіусу серцевини), які є причиною додаткових втрат. Залежність втрат на вигин від довжини хвилі має коливальний характер, оскільки спостерігається інтерференція хвиль, відбитих від двох меж – серцевини з оболонкою та оболонки з полімерним покриттям.

Моди вищих порядків мають більші втрати на вигин, що використовують на практиці для селекції мод.

Приклад 8.3. В оптичне волокно із втратами $\alpha_{opt} = 0,2$ дБ/км вводять лазерне випромінювання потужністю $P_{in} = 10$ мВт. Знайти потужність P_{out} на виході волокна, якщо його довжина $L = 15$ км.

Оптичні втрати у волокні, виражені в децибелах, можна подати як

$$\alpha_{opt} L = 10 \log \frac{P_{in}}{P_{out}},$$

що рівнозначно запису

$$P_{out} = P_{in} \cdot 10^{-\alpha L/10},$$

звідки $P_{out} = 10 \cdot 10^{-0,2 \cdot 15/10} = 5$ мВт.

8.4. Фотонно-кристалічні волокна

Технологія фотонно-кристалічного волокна. Фотонно-кристалічне волокно – це скляне або полімерне волокно з поздовжніми повітряними каналами, яке у поперечному перерізі утворює періодичну структуру з еквідистантних отворів, причому осьова частина волокна (серцевина) може бути твердою або порожнистою.

Для виготовлення фотонно-кристалічного волокна використовують скляні капілярні трубки та стрижні, які розміщують у скляній трубці значно більшого діаметра, сплавляють і витягують до діаметра приблизно 1 мм, утворюючи заготовку (рис. 8.6). Потім з такої заготовки витягується волокно зі стандартним діаметром 125 мкм. Заготовку для полімерного волокна можна виготовити продавлюванням розплавленої полімерної маси крізь форму із сіткою отворів.

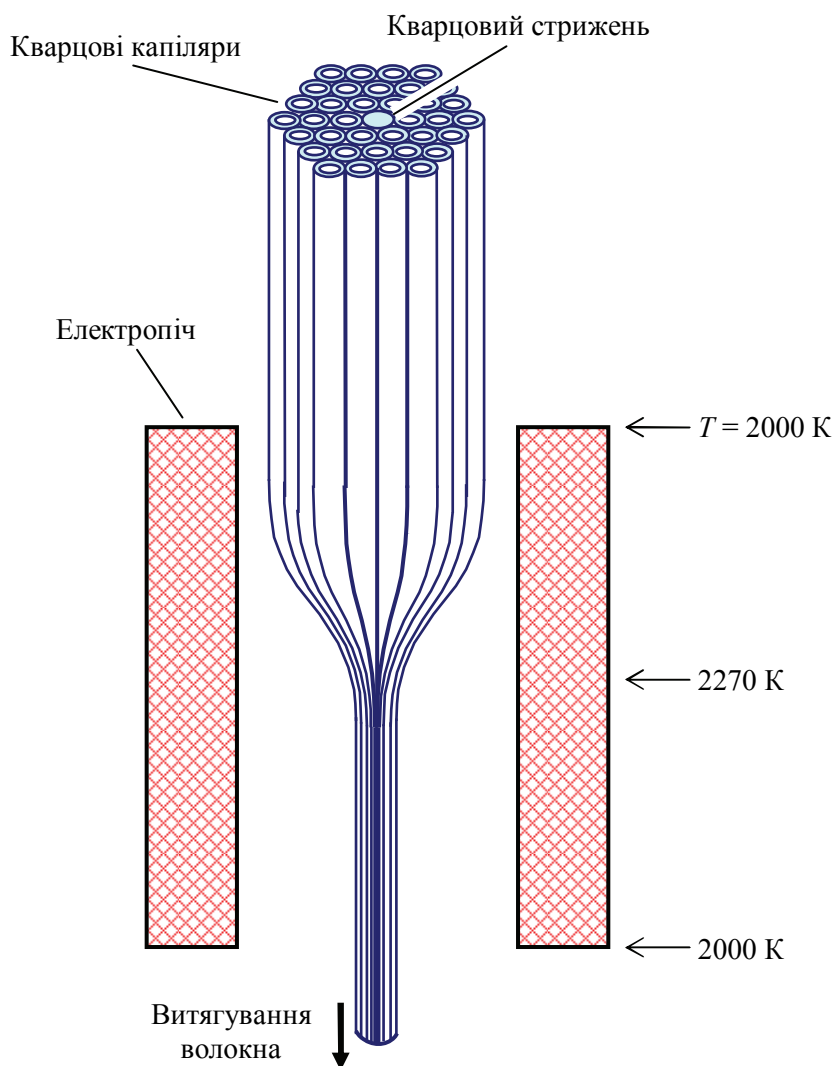


Рис. 8.6. Технологія виготовлення фотонно-кристалічного волокна із твердою серцевиною

У разі виготовлення фотонно-кристалічного волокна з твердою серцевиною використовують пучок капілярних кварцових трубок, всередині якого міститься кварцовий стрижень приблизно такого ж діаметра, як трубки. Цей пучок пропускають крізь вертикальну піч, нагріту до температури 2070–2270 К, де кварцове скло розм'якшується, що дозволяє витягнути пучок у волокно, в якому тверда (кварцова) серцевина оточена повітряними каналами у кварці діаметром всього 25 нм [2]. Якщо центральний стрижень замінити трубкою, то формується фотонно-кристалічне волокно з порожнистою серцевиною.

Фотонно-кристалічне волокно з твердою серцевиною, скляною або полімерною, має ефективний показник заломлення приосьової частини волокна більший, ніж у «дірчатої» частини, що завдяки повному внутрішньому відбиттю світла створює хвилевідний ефект (рис. 8.7). Таке волокно навіть за великих діаметрів серцевини залишається одномодовим. Передавання інформації на одній моді (одному типі вузькосмугових коливань) зменшує дисперсійне розпливання і перекриття бітових оптичних імпульсів у волокні, що дає змогу збільшити швидкість і дальність передачі інформації.

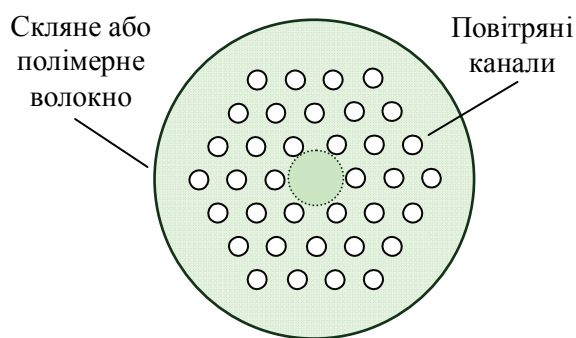


Рис. 8.7. Переріз фотонно-кристалічного волокна із твердою серцевиною

Фотонно-кристалічне волокно з порожнистою серцевиною пропускає світло в осьовому каналі, заповненому повітрям або газом (рис. 8.8). У перерізі волокно з порожнистою серцевиною нагадує бджолині стільники з видаленою центральною частиною. Окремий стільник має діаметр декілька мікрометрів, серцевина 10–15 мкм.

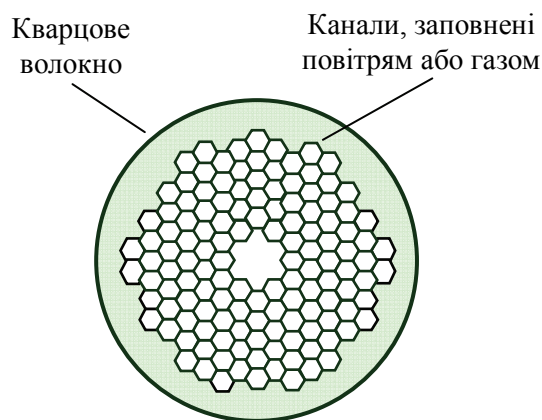


Рис. 8.8. Переріз фотонно-кристалічного волокна з порожнистою серцевиною

У разі заповнення порожнистої серцевини інертним газом, який має вищу за повітря електричну міцність, стає можливим пропускання по волокну лазерних пучків потужністю до декількох кіловатів. Хвилевідний ефект у волокні виникає не завдяки повному внутрішньому

відбиттю світла, а внаслідок його дифракції. Таке волокно ще називають волокном з фотонною забороненою зоною, роль якої відіграє оболонка волокна.

Фотонна заборонена зона. У разі періодичної (з періодом d) зміни показника заломлення n в оптичному середовищі створюються умови для дифракції Брегга, коли світло з довжиною хвилі λ_{Br} (у середовищі), яка задовольняє умову Брегга $2d \sin \theta_{Br} = \lambda_{Br}$, відбивається від періодичної структури під кутом θ_{Br} , а світло з іншою довжиною хвилі, яке падає на структуру під таким самим кутом, що і перша хвиля, проходить крізь структуру (рис. 8.9). Для світлових хвиль з довжинами хвиль, близькими до λ_{Br} , спостерігається *фотонна заборонена зона* – діапазон енергій фотонів (або довжин відповідних хвиль), які не пропускаються середовищем з періодичною структурою у разі їх падіння на структуру під кутом Брегга θ_{Br} . Така зона є аналогом електронної забороненої зони діелектрика або напівпровідника [14].

Волокно з порожнистою серцевиною має низку привабливих особливостей порівняно з кварцовим волокном [15; 16]:

- волокно здатне пропускати випромінювання CO₂-лазера з $\lambda = 10,6$ мкм (кварцове волокно прозоре лише до 2,4 мкм);
- оптична нелінійність волокна на три порядки нижча, що дозволяє передавати фемтосекундні імпульси з мікроджоулевою енергією;
- волокно можна використати для стиснення оптичних імпульсів зі значною інтенсивністю випромінювання, яка у кварцовому волокні викликала б лазерний пробій серцевини;
- хвилевідна аномальна дисперсія з великою крутизною характеристики разом з малою нелінійністю волокна дозволяють формувати у ньому оптичні солітони з піковою потужністю понад 2 МВт у разі повітряного заповнення каналів та понад 5,5 МВт – у разі заповнення інертним газом;
- волокно дає змогу транспортувати мікрочастинки (наприклад, живі клітини) на відстань декілька метрів під дією тиску лазерного випромінювання, що можна використати у біології або медицині;
- на три порядки нижчі втрати на релєївське розсіяння роблять волокно перспективним для використання в лініях зв'язку та квантових комп'ютерах.

Прикладом одновимірного фотонного кристала є розподілений бреггівський відбивач, розглянутий у підрозділі 16.14 [3].

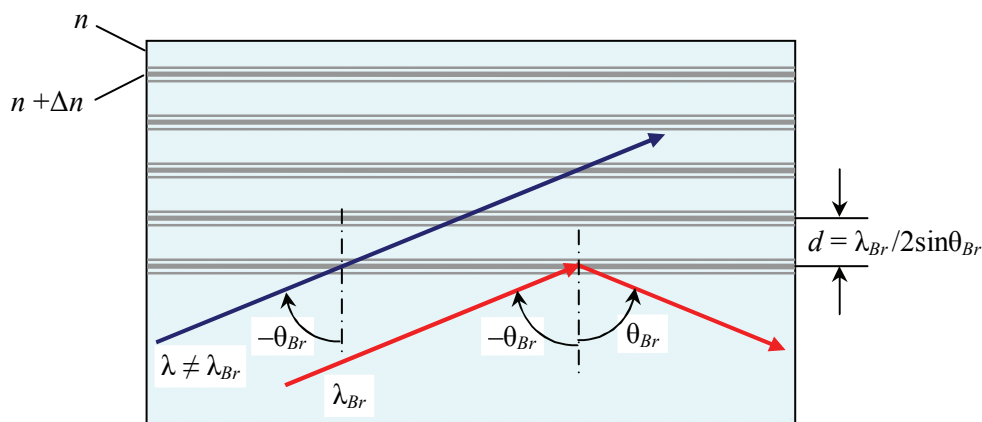


Рис. 8.9. Дифракція Брегга на періодичній структурі, утвореній просторовою модуляцією показника заломлення n оптичного середовища

Фотонно-кристалічні волокна з порожнистою серцевиною мають поки що досить великі втрати (приблизно 13 дБ/км), що пояснюється взаємодією хвильових мод з поверхневими модами, які поширюються у склі. Зменшити їх взаємодію можна, збільшуючи, наприклад, діаметр порожнистої серцевини.

Передавання випромінювання з довжинами хвиль 3–14 мкм можуть забезпечити волокна з порожнистою серцевиною діаметром приблизно 300 мкм та внутрішнім дзеркальним покриттям. Таке волокно має простішу структуру, ніж фотонно-кристалічне (рис. 8.10).

Сферами застосування подібних волокон є передавання середньохвильового лазерного випромінювання у датчиках, призначених для виявлення вибухівки або забруднювачів атмосфери, а також для контролю наявності біомаркерів у диханні пацієнтів.

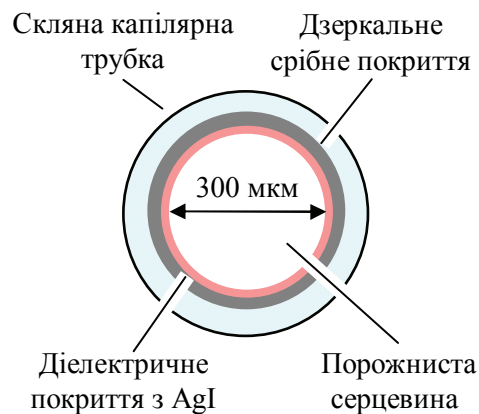


Рис. 8.10. Переріз волокна з порожнистою серцевиною та дзеркальним покриттям

8.5. Волокна з бреггівськими ґратами

Якщо на невеликому відрізку оптичного волокна сердцевину зробити з періодичною зміною показника заломлення, то отримаємо *волокно з бреггівськими ґратами*, здатне пропускати частину спектра падаючого випромінювання, а частину відбивати (рис. 8.11). Іноді таке волокно називають бреггівським.

Існує декілька методів виготовлення бреггівських волокон. Один із них ґрунтується на легуванні сердцевини світлочутливою домішкою (наприклад, германієм). Якщо за допомогою зустрічних потоків ультрафіолетового випромінювання створити у сердцевині волокна стоячу хвилю, то через деякий час пучності стоячої хвилі, розміщені на відстані $\lambda_{Br}/2n_{eff}$, створять у сердцевині рівновіддалені шари з показником заломлення n_3 , більшим за показник заломлення сердцевини n_1 . Ефективний показник заломлення сердцевини n_{eff} визначається як показником заломлення сердцевини n_1 , так і модовим складом випромінювання у волокні.

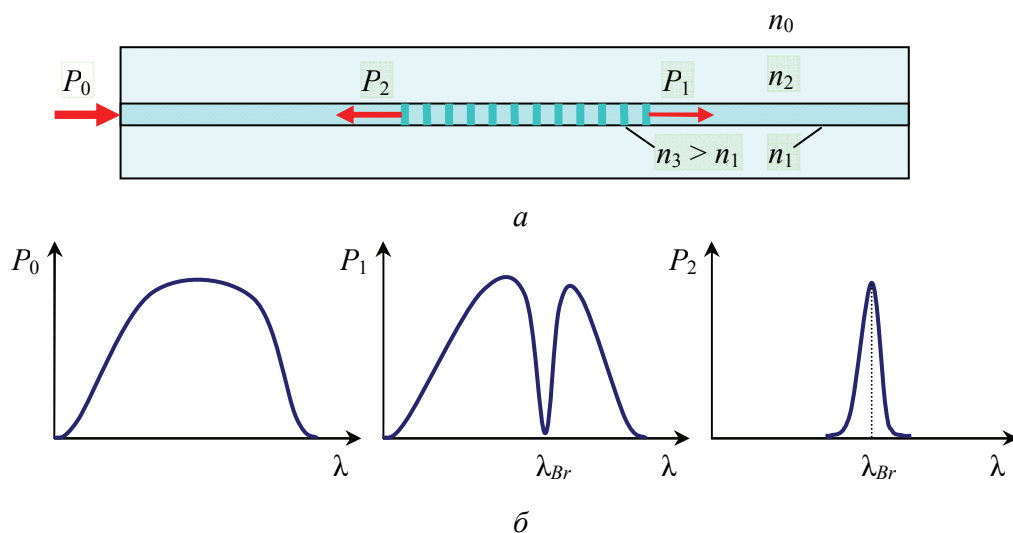


Рис. 8.11. Волокно з бреггівськими ґратами (а)
та його властивості оптичного фільтра (б)

В іншому методі виготовлення бреггівського волокна використовують фотомаску у вигляді чергування прозорих та непрозорих паралельних смужок, рівновіддалених або з поступовим зростанням відстані між смужками. Ультрафіолетове опромінення через таку фотомаску бокової поверхні світлочутливого волокна створює осьову модуляцію показника заломлення сердцевини, як і в першому методі.

Ще один метод передбачає формування у світлочутливій сердцевині шарів з підвищеним показником заломлення за допомогою сфокусованого випромінювання ультрафіолетового лазера.

Сучасна технологія виготовлення оптичного волокна дозволяє здійснювати модуляцію показника заломлення сердцевини у процесі його витягування.

Існує шість основних типів бреггівських волокон, які мають:

- період, близький до довжини хвилі випромінювання, яке вводиться у волокно;
- період у частки міліметра;
- нахил бреггівських ґрат до осі волокна;
- лінійне збільшення періоду модуляції показника заломлення;
- суперструктуру (шари з більшим показником заломлення мають тонку періодичну структуру);
- гауссів чи якийсь інший розподіл змін показника заломлення вздовж осі волокна (на відміну від сталої величини цих змін у попередніх п'яти типах волокон).

Бреггівські волокна застосовують:

- у волоконно-оптичних лініях зв'язку як режекторні фільтри, які не пропускають випромінювання у певному діапазоні довжин хвиль;
- мультиплексорах та демультиплексорах, призначених для об'єднання та розділення оптичних каналів;
- датчиках фізичних величин.

Об'єднання декількох оптичних сигналів з різними λ в одному волокні називають мультиплексуванням, а зворотний процес – розділення випромінювання на виході волокна на окремі оптичні сигнали – демультиплексуванням. Мультиплексування та демультиплексування оптичних сигналів здійснюють за допомогою спектральних розгалужувачів (англ. *wavelength-division-multiplexed coupler*, *WDM coupler* – розгалужувач зі спектральним ущільненням каналів, *WDM-фільтр*). Для змішування оптичних сигналів та їх розділення використовують зварювання волокон або притискання їх серцевин (рис. 8.12).

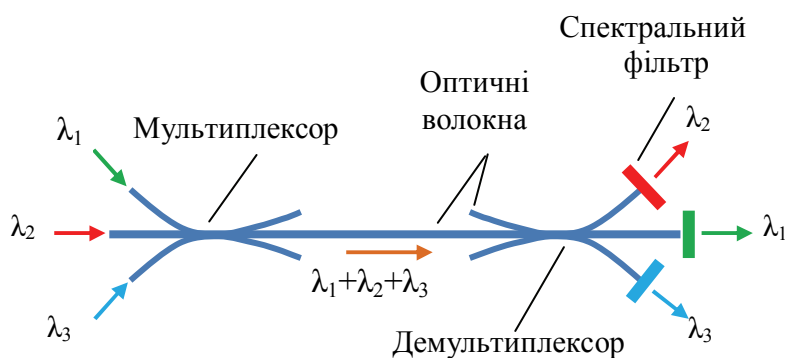


Рис. 8.12. Волоконний спектральний розгалужувач

8.6. Волоконно-оптичні джгути та кабелі

Порівняння кабелів для передавання інформації. Для передавання інформації у локальних мережах використовують три види кабелів:

- коаксіальний кабель;
- кабель «вита пара»;
- волоконно-оптичний кабель.

Порівняймо кабелі, більш-менш аналогічні за структурою – коаксіальний, виту пару та одножильний волоконно-оптичний.

Коаксіальний кабель має центральний мідний провідник, відділений від співвісного з ним мідного екранувального обплетення діелектричним поліетиленовим або фторопластовим шаром, та зовнішню захисну оболонку, виготовлену з поліетилену або полівінілхлориду. Коаксіальний кабель є різновидом лінії передачі. Швидкість передавання даних у найбільш поширеному кабелі *RG-58* становить 10 Мб/с на відстані до 185 м.

Кабель «вита пара» – це одна або декілька пар скручених мідних проводів з полівінілхлоридною ізоляцією та зовнішньою оболонкою з поліетилену. У проводах окремої пари передаються однакові сигнали, але протилежної полярності. Диференціальний режим роботи забезпечує мінімальний вплив на сигнал електромагнітних завад та мінімальне електромагнітне випромінювання самої пари. Для усунення перехресної модуляції між парами їх розміщують в окремі мідні обплетення. Іноді пари мають спільне екранувальне обплетення. Зовнішню оболонку кабелю виготовляють з поліетилену. Кабель «вита пара» використовують у сучасних локальних комп'ютерних мережах *Ethernet*. Ширина смуги пропускання у найбільш поширеного кабелю *CAT5e* (категорії 5e) становить 125 МГц, а швидкість передавання даних – 1000 Мб/с у разі використання чотирьох пар. У новому типі кабелю *CAT7* з окремим екрануванням кожної з чотирьох пар ширина смуги пропускання збільшена до 700 МГц, а швидкість передавання даних – до 10 Гб/с.

У 2012 р. дослідники з американських компаній *NEC Labs* та *Corning Inc.* продемонстрували передавання інформації 12-жильним волоконно-оптичним кабелем завдовжки 52 км зі швидкістю 1 Пбіт/с, що рівнозначно передаванню за одну секунду 5000 двогодинних фільмів з високою роздільною здатністю.

8.7. Волоконно-оптичні підсилювачі та лазери

Внаслідок просторового обмеження енергії оптичного випромінювання волокно створює сприятливі умови для побудови на його основі оптичних підсилювачів та лазерів. Для того, щоб волокно підсилювало випромінювання, яке проходить по ньому, потрібно, щоб у серцевині були лазерні центри, здатні поглинати енергію випромінювання накачки й віддавати її сигнальному випромінюванню. *Активне волокно*, здатне підсилювати випромінювання, формують на стадії виготовлення, вносячи у матеріал серцевини іони рідкоземельних металів [5]:

- ербію Er^{3+} (підсилення випромінювання з довжинами хвиль у діапазоні 1,5–1,6 мкм, в який потрапляє мінімум поглинання кварцового волокна, а також 0,55 та 2,7 мкм);
- неодиму Nd^{3+} (1,03–1,1 мкм, а також 0,9–0,95 та 1,32–1,35 мкм);
- ітербію Yb^{3+} (1,0–1,1 мкм);
- празеодиму Pr^{3+} (1,3 мкм, а також 0,49; 0,52; 0,6 та 0,635 мкм);
- тулію Tm^{3+} (1,7–2,1 мкм, а також 0,48; 0,8 та 1,45–1,53 мкм);
- гольмію Ho^{3+} (2,1 та 2,9 мкм).

Нині найбільш поширені волокна, леговані ербієм (волоконні підсилювачі) та ітербієм (потужні волоконні лазери та підсилювачі).

Ітербій та празеодим часто використовують як допоміжні легувальні домішки, які розширюють можливості основної домішки, наприклад, збільшують ефективність поглинання енергії накачки. Так, у парі з ербієм іони ітербію поглинають випромінювання з довжиною хвилі 980 нм, переходять у збуджений стан і передають енергію збудження іонам ербію, які забезпечують підсилення випромінювання з довжиною хвилі 1,5 мкм. Якщо домішати до ербію празеодим, то збільшується ефективність ербієвого лазера, який працює на довжині хвилі 2,7 мкм.

Для довгих ліній зв'язку використовують підсилювачі на волокні, легованому ербієм, *EDFA* (англ. *erbium-doped fiber amplifier*). Схему такого підсилювача показано на рис. 8.13.

Іони ербію у разі випромінювання з $\lambda = 1,55$ мкм є квазітрирівневим лазерним середовищем, в якому нижній лазерний рівень так близько розміщений до основного рівня, що навіть у стані теплової рівноваги відбувається часткове заселення цього лазерного рівня. Цікаво, що випромінювальний перехід з $\lambda = 1,535$ мкм демонструє строго трирівневу лазерну схему генерації випромінювання, тоді як перехід з $\lambda = 1,6$ мкм має вже ознаки чотирирівневої схеми (про трирівневу та чотирирівневу

схеми лазерної генерації йшлося у підрозділі 15.1 [3]). У разі охолодження до температури 77 К теплове заселення нижніх рівнів майже зникає й іони ітербію, наприклад, випромінюють на довжині хвилі 1,03 мкм вже не за трирівневою схемою, а за чотирирівневою.

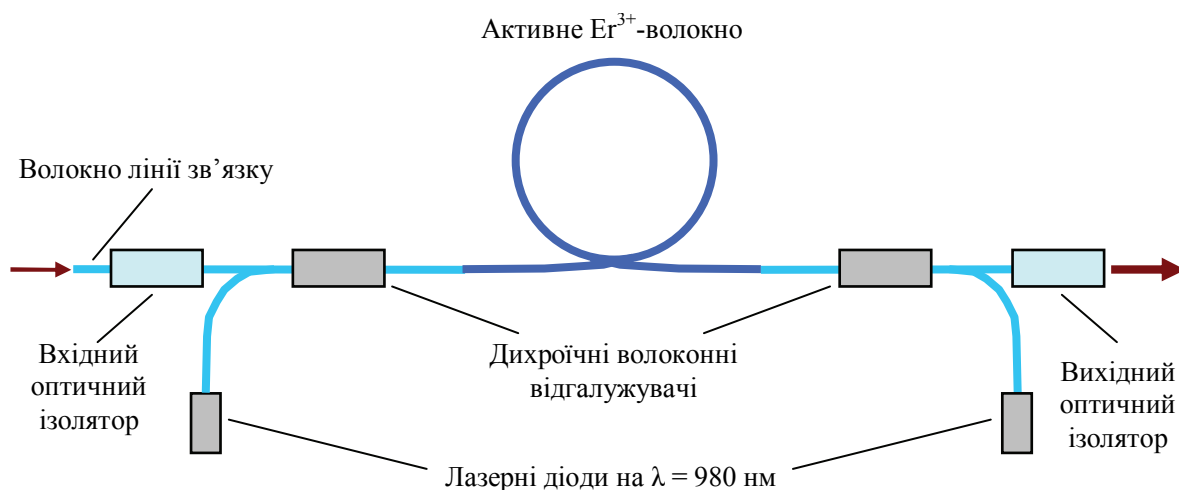


Рис. 8.13. Схема оптичного підсилювача на основі волокна, легованого іонами ербію

Для накачування активного волокна використовують лазерні діоди з торцевим випромінюванням, яке має еліптичний переріз пучка. У разі фокусування такого пучка сферичною лінзою частина фокальної плями може вийти за межі серцевини і зменшити ефективність введення випромінювання, тому додатково до сферичної використовують слабку циліндричну лінзу, яку встановлюють безпосередньо біля випромінювального торця лазера.

На вході та виході підсилювача, зображеного на рис. 8.13, встановлені оптичні ізолятори, призначені пропускати випромінювання лише в одному напрямку й усувати паразитні відбиття (див. підрозд. 6.2 [17]).

8.8. Оптичний зв'язок у суперкомп'ютерах

Процесор комп'ютера, який працює, три чверті часу простоє, чекаючи даних, які переносяться електронами вздовж мідних провідників. Заміна електронів на фотони дала б змогу приблизно у сто разів підвищити швидкодію комп'ютерних систем.

Якщо, наприклад, від початкової амплітуди високочастотного сигналу, який поширюється вздовж мідного провідника, на деякій відстані L залишається на частоті 2 ГГц половина, то на частоті 10 ГГц – лише

2 % [18]. Втрати енергії сигналу зумовлені наведенням паразитних струмів у сусідніх провідниках і витісненням електронів на поверхню провідника, а, отже, зменшенням ефективного перерізу провідника, зростанням його опору і розсіюваної на ньому потужності (скін-ефект). Амплітуда сигналу частотою f спадає в $e \approx 2,72$ разу на глибині $x = (c/2\pi)\sqrt{\rho/\mu f}$, де ρ – питомий опір провідника; μ – його магнітна проникність. Якщо для мідного провідника на частоті $f = 1$ МГц товщина скін-шару $x = 67$ мкм, то на частоті 1 ГГц вона зменшиться до 2 мкм.

Особливо гостро ця проблема постала в суперкомп'ютерах. Для того, щоб досягти у 2004 р. рекордної швидкодії 36 терафлопсів ($36 \cdot 10^{12}$ операцій за секунду з плаваючою комою) в американському суперкомп'ютері першого покоління з архітектурою *Blue Gene/L*, в якому використовувалися лише електричні зв'язки між модулями, програмісти вимушені були мінімізувати обмін даними між процесорами, розбиваючи задачу на майже незалежні фрагменти, оброблювані окремими обчислювальними вузлами.

У 2007 р. у другому поколінні суперкомп'ютерів цієї архітектури (*Blue Gene/P*) з'явилися 40 000 оптичних зв'язків між серверними стійками, що дозволило вже 2008 р. досягти швидкодії 1 петафлопс (10^{15} операцій за секунду).

Суперкомп'ютер *Sequoia* третього покоління цієї ж архітектури (*Blue Gene/Q*) мав у 2013 р. 1,6 млн процесорних ядер, 1,6 Пб пам'яті та понад мільйон оптичних з'єднань, що дозволило досягти швидкодії 17 петафлопсів. Споживана потужність сягала 6 МВт (для порівняння: перший 17 468-ламповий комп'ютер *ENIAC*, створений 1946 р. у США, мав швидкодію 5000 додавань за секунду у десятковій системі та споживав потужність 150 кВт).

Станом на 2015 р. рекордсменом серед суперкомп'ютерів залишався китайський *Tianhe-2* (з архітектурою *NUDT*), який ще в 2013 р. досяг швидкодії 34 петафлопси.

Для збільшення швидкодії суперкомп'ютерів недостатньо з'єднувати оптичними волокнами обчислювальні вузли чи модулі, як це відбувається у сучасних суперкомп'ютерах. Потрібні оптомодулі, в яких електричні сигнали перетворювалися б в оптичні та навпаки. Хоча перші найпростіші оптомодулі розробили наприкінці 90-х років ХХ ст., удосконалені оптомодулі почали з'являтися в суперкомп'ютерах з 2012 р.

Оптомодуль складається з опточипа, кристалотримача та матриць лінз. Сучасний опточип – це кремнієва пластина (в американської фірми *IBM* розміром $5,25 \times 3,25$ мм²), на якій розміщена матриця лазерних діодів з драйверами та матриця фотодіодів з підсилювачами (рис. 8.14). Найбільш придатними для опточипів виявилися лазери з вертикальним резонатором та поверхневим випромінюванням (*VCSEL*), які працюють на довжині хвилі 850 нм. Сигнали з *pin*-фотодіодів підсилюються трансімпедансними підсилювачами. *Трансімпедансний підсилювач* – це підсилювач напруги на польовому транзисторі, керований струмом, який у парі з *pin*-фотодіодом дозволяє отримати низький рівень шумів [18].

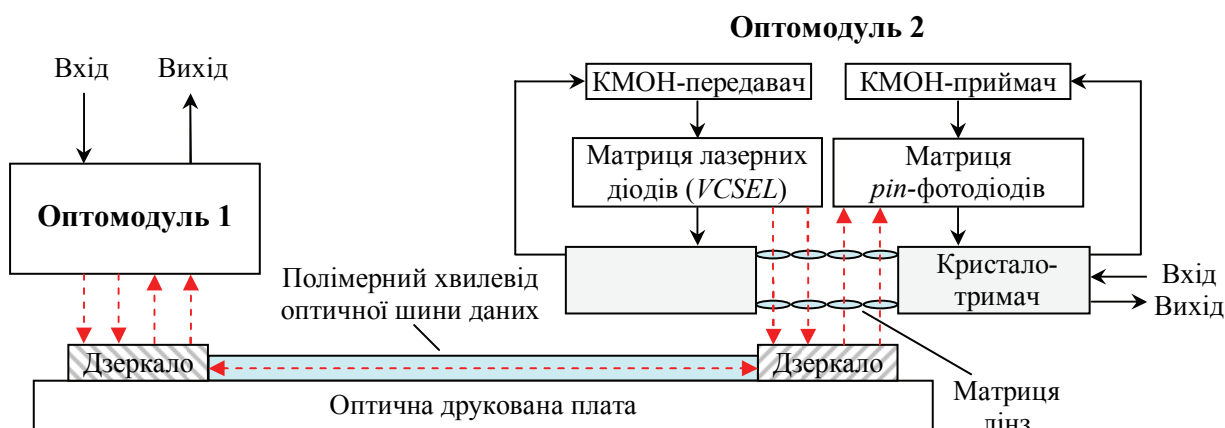


Рис. 8.14. Схема зв'язку вузлів суперкомп'ютера через оптичну шину даних (електричні зв'язки зображено суцільними лініями, оптичні – штриховими)

Матриці 4×4 лазерів та фотодіодів розміщені знизу кремнієвої пластини, а зверху проходять доріжки електричних виводів цих приладів, що дозволяє розмістити зверху пластини два чипи КМОН-транссиверів (приймачів-передатчиків) та припаяти їх виводи до виводів лазерів та фотодіодів. На кожен канал зв'язку в одному чипі є свій драйвер лазерного діода, в якому вхідний електричний сигнал модулює струм лазера, формуючи оптичний сигнал, а в іншому – трансімпедансний підсилювач, який за допомогою фотодіода перетворює вхідний оптичний сигнал в електричний.

Опточип припаюють до кремнієвого кристалотримача розміром $10,4 \times 6,4$ мм², який має на верхній поверхні вхідні та вихідні виводи. Для оптичного зв'язку опточипа з оптичною друкованою платою у кристалотримачі зроблено отвір. Пропускна здатність одного каналу опточипа становить 15 Гб/с, а загальна – 240 Гб/с. Споживана опточипом потужність не перевищує 2,2 Вт. На передавання та приймання одного біта інформації опточипом витрачається 9 пДж енергії джерела живлення, що у п'ять разів менше, ніж у сучасних електричних модулях.

Для колімації випромінювання, яке йде від лазерів, використовують матрицю лінз. Така ж матриця лінз фокусує колімоване випромінювання на входи оптичних хвилеводів, розміщених на оптичній друкованій платі. Подібні ж матриці лінз спрямовують випромінювання з боку друкованої плати на входи фотодіодів.

На оптичній друкованій платі містяться полімерні хвилеводи (по одному на кожен канал зв'язку), які з'єднують оптичним зв'язком оптомодулі, виконуючи роль оптичної шини даних. У суперкомп'ютерах деякі шини даних мають довжину до 2 м і передавання в них даних фотонами, а не електронами, суттєво збільшує швидкість передавання інформації і зменшує енергетичні втрати.

У найближчі декілька років планується залишити у суперкомп'ютерах мідним провідникам лише функції енергоживлення, заземлення та передавання керувальних сигналів.

8.9. Волоконно-оптичні лінії зв'язку

Перестроювані лазери із зовнішнім резонатором. Якщо за допомогою додаткового дзеркала утворити із дзеркалом лазера зовнішній резонатор, то зміна оптичної довжини цього резонатора (за рахунок переміщення додаткового дзеркала або внаслідок зміни показника заломлення внутрірезонаторного середовища) приведе до модуляції інтенсивності лазерного випромінювання. Лазери із зовнішнім резонатором використовують для вимірювання довжин, переміщень, показників заломлення середовища тощо.

Широко застосовують у лініях зв'язку перестроювані лазери із зовнішнім резонатором, виготовлені за технологією мікроелектромеханічних систем (МЕМС). Порівняно зі звичайними лазерами із зовнішнім резонатором МЕМС-лазери мають широкий діапазон та більшу швидкість перестроювання, меншу споживану потужність, а малі розміри дозволяють використовувати такі лазери в інтегральних схемах.

МЕМС-технології. Мікроелектромеханічні системи об'єднують досягнення мікроелектроніки (інтегральні схеми) та мікромеханіки (механічні пристрої розміром 1–100 мкм).

Мікросхеми МЕМС мають розміри до 1 мм. Основним матеріалом для їх виготовлення є кремній. Використовуючи стандартні мікроелектронні технології, на підкладці з кремнію створюють електронні пристрої. Кремнієвий елемент механічного пристрою, виготовлений з монокристалічного кремнію, завдяки відсутності гістерезису під час пружної деформації може витримувати понад мільярд циклів згинання.

Виготовляють МЕМС також з полімерних матеріалів, які значно дешевші за кремній; переважно це одноразові аналізатори рідинного середовища (наприклад, крові). Зазвичай полімерні пристрої виготовляють методом лиття полімерів у форму, коли розплавлена полімерна маса вприскується під тиском у форму і застигає.

У МЕМС можуть бути і високонадійні металічні частини, виготовлені переважно із золота, нікелю, міді, алюмінію та інших металів методами гальванопластики або розпилення.

Застосування у МЕМС кераміки (нітридів кремнію, алюмінію та титану, а також карбіду кремнію) значно розширює їх функціональні можливості. Так, нітрид алюмінію AlN у разі кристалізації проявляє піроелектричний та п'єзоелектричний ефекти, дозволяючи створювати МЕМС-сенсори. Нітрид титану TiN стійкий проти біокорозії, що робить його перспективним матеріалом для біосенсорів.

Особливістю МЕМС порівняно з більш габаритними пристроями є велике відношення площі поверхні мікросистеми до її об'єму, що змінює пріоритети в перебігу фізичних процесів (наприклад, електростатичні явища можуть сильніше впливати на роботу системи, ніж інерція її рухомого елемента).

Прикладами МЕМС є гіроскопи, акселерометри, мікродзеркальні проектори, комутатори, датчики фізичних полів, аналізатори середовища (наприклад, експрес-аналізатори крові) тощо. МЕМС-гіроскоп, убудований в мобільний телефон (смартфон) *iPhone 4*, дозволяє у комп'ютерній грі «стріляти» по цілях, змінюючи кутове положення віртуальної рушниці за допомогою невеликого нахилу телефону. МЕМС-акселерометр жорсткого диску ноутбука або зовнішнього накопичувача у разі удару або струсу паркує магнітну головку, захищаючи жорсткий диск від пошкодження і втрати даних. МЕМС-проектор об'ємом з кубічний сантиметр можна розмістити у корпусі мобільного телефону, що уможливорює проекцію відео- або текстової інформації на екран.

Локальні мережі. У складних комп'ютерних системах, де центральний процесор, пам'ять, принтери, сканери, термінали та датчики фізичних величин віддалені один від одного, виникає потреба з'єднати їх всіх у локальну мережу з надійною передачею цифрових даних. Основні типи локальних волоконно-оптичних мереж зображено на рис. 8.15.

Для запобігання зіткненню сигналів у локальних мережах використовують системи керування доступом.

У лінійних та кільцевих мережах застосовують:

- систему підтвердження відкритого стану лінії зв'язку і початку передавання даних;
- систему «пропускання розмови», в якій пакети імпульсів послідовно транслюють від вузла до вузла і передають уздовж лінії тільки після надходження спеціального сигналу.

У радіальних мережах використовують систему часового розподілу, в якій для кожного радіального вузла виділяють у певному періоді свій проміжок часу.

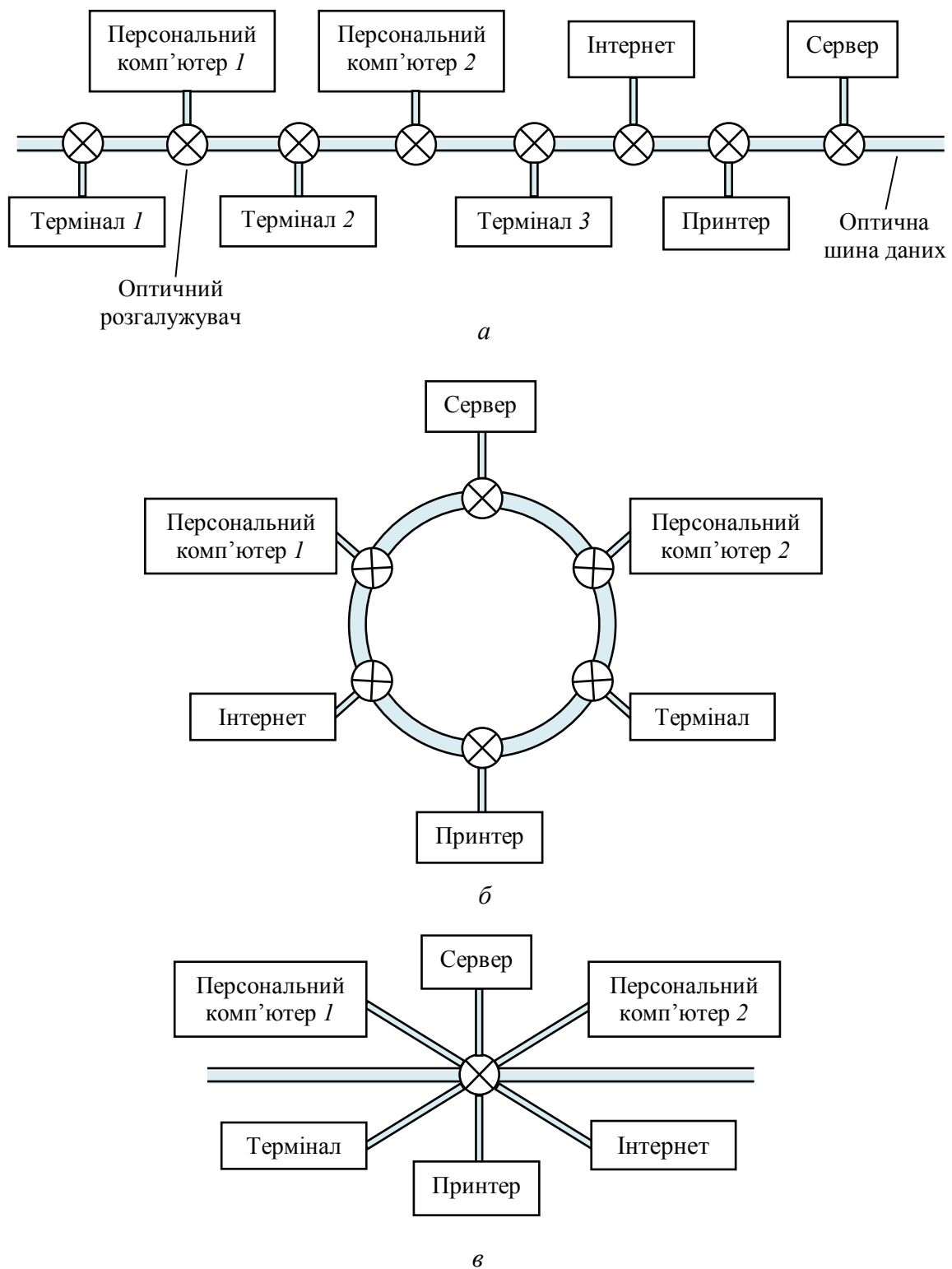


Рис. 8.15. Локальні волоконно-оптичні мережі лінійного (*a*) кільцевого (*б*) та радіального (*в*) типів

Агресивне хімічне середовище, наявність поблизу вибухонебезпечних речовин, електромагнітні завади – ось умови, в яких може

пролягати траса кабелю локальної мережі. Очевидно, що використання електричного кабелю в таких умовах пов'язано зі значним ризиком. Локальна волоконно-оптична мережа вирішує цю проблему.

Оптичний *Ethernet*. Обмін інформацією в локальних комп'ютерних мережах здійснюють згідно з технологією пакетної передачі даних *Ethernet*. Пакет даних (кадр) містить 14 байтів інформації з *MAC*-адресами одержувача та відправника інформації, а також типом мережі, від 46 до 1500 байтів передаваної інформації та 4 байти контрольної суми для виявлення бітової помилки (*MAC*-адреса – це унікальний шестибайтовий номер мережевої карти комп'ютера, за яким у мережі ідентифікують комп'ютери відправника й одержувача інформації).

У 1971 р. шість Гавайських островів (штат Гаваї, США) та місцевий університет охопили бездротовою комп'ютерною мережею пакетної передачі даних *ALOHAnet*. Фахівці університету продемонстрували новий метод довільного доступу до даних, названий *ALOHA*. Передавання даних відбувалося радіохвилями надвисокої частоти. У 1973 р. американський фахівець із комп'ютерних технологій Роберт Меткалф, працюючи в американській компанії *Xerox PARC* над проектом офісу майбутнього й ознайомившись з *ALOHA*, запропонував стандарт пакетного зв'язку між комп'ютерами, розташованими на невеликих відстанях, за допомогою коаксіального кабелю. Реалізувати цю ідею Меткалфу вдалося у 1973 р. за допомогою Девіда Богса, молодого радіоінженера та вже досвідченого радіоаматора, з яким вони ділили офіс. Побачивши глибоку аналогію між ефірним радіозв'язком і мережевим комп'ютерним зв'язком, Меткалф та Богс кабельну мережу, яка зв'язувала комп'ютери, назвали *Ethernet* (англ. *ether* – ефір).

Станом на 2017 р. найбільш поширені 10-, 40- та 100-гігабітні мережі *Ethernet*, носіями інформації в яких є вита пара та волоконно-оптичний кабель. У 2018 р. має запрацювати 400-гігабітний *Ethernet*. У табл. 8.2 наведено порівняння цих комунікаційних технологій з технологіями на основі коаксіальних кабелів із зовнішнім діаметром 9,5 мм, названих «товстий *Ethernet*», та 5 мм («тонкий *Ethernet*»).

У найближчі декілька років буде створено терабітний оптичний *Ethernet* (швидкість передавання інформації 1 Тбіт/с). Це відкриє великі можливості для відеоконференцій з демонстрацією зображень високої роздільної здатності, що потрібно для обміну відеоінформацією науково-технічного та медичного характеру.

Таблиця 8.2. Порівняння параметрів мереж *Ethernet* на основі різних кабелів

Тип кабелю	Дальність передавання інформації без повторювача, км	Довжина хвилі лазера, нм	Швидкість передавання інформації, Гбіт/с
Коаксіальний кабель «товстий <i>Ethernet</i> »	0,5	—	0,01
Коаксіальний кабель «тонкий <i>Ethernet</i> »	0,185	—	0,01
Екранована вита пара	0,1	—	10
Екранована вита пара	0,015	—	40
Оптичний багатомодовий	0,3	850	10
Оптичний багатомодовий	0,1	850	40
Оптичний одномодовий	10,0	1310	40
Оптичний одномодовий	50,0	1310	10

Магістральні лінії зв'язку. Північну Америку з Європою з'єднає більше десятка волоконно-оптичних кабелів. Наприклад, трансатлантичний кабель *Emerald Express*, який з'єднав у 2013 р. США та Ірландію, має довжину 5200 км та пропускну здатність 60 Тбіт/с. Шість пар одномодових волокон передають інформацію на 100 довжинах хвиль зі швидкістю 100 Гбіт/с.

Будується транссибірська лінія зв'язку, яка пов'яже Японію, Росію та Європу і замкне глобальне волоконно-оптичне кільце, що пройде через Атлантичний, Тихий та Індійський океани, охопивши Європу, Америку, Азію та Австралію.

Солітонні лінії зв'язку. Про солітон як стабільне утворення у хвильовому процесі вже йшлося у підрозд. 4.5 [17]. Тут розглянемо оптичні солітони. Їх поділяють на просторові та часові, а останні – на світлі й темні. Темний солітон – це стабільний провал в оптичному імпульсі, в якому немає енергії.

Просторовий солітон виникає, якщо електричне поле потужного лазерного пучка створює в нелінійному середовищі наведений хвилевід з радіальним градієнтом показника заломлення (щось на кшталт градієнтного волокна), в якому завдяки балансу між дифракцією та самофокусуванням діаметр пучка не змінюється або змінюється періодично. Порушення балансу внаслідок поглинання випромінювання середовищем спричиняє руйнування солітона.

Часовий солітон – це короткий лазерний імпульс, який, поширюючись в нелінійному дисперсійному середовищі одномодового волокна,

не змінює своїх форми та спектра доти, поки внаслідок поглинання не зменшиться амплітуда імпульсу. Для оптичного зв'язку придатні лише часові солітони. Щоб запобігти руйнуванню солітонів, вздовж лінії зв'язку встановлюють волоконно-оптичні підсилювачі.

Найбільш придатним джерелом випромінювання для солітонної лінії зв'язку є лазерний діод, який працює в режимі синхронізації мод. Тривалість імпульсів зазвичай перебуває у межах 10–20 пс.

8.10. Вільнопросторові оптичні лінії зв'язку

Загальна характеристика. У перших оптичних лініях зв'язку інформація передавалася у відкритому просторі в межах прямої видимості. Джерелами світла були сонце, вогнища, дугові лампи тощо. Передавання інформації за допомогою електричних сигналів (дротовий зв'язок) або радіохвиль, поширюваних у відкритому просторі (радіозв'язок), здавалося б, назавжди залишили в минулому оптичний зв'язок, бо різко зросла довжина ліній зв'язку.

Перший трансокеанський електричний кабель завдовжки 3750 км був прокладений між Ірландією та Канадою у 1858 р.; радіотелеграф сумнозвісного «Титаніка» у 1912 р. забезпечував надійний зв'язок на відстані 400 км, а за сприятливої погоди дальність зв'язку перевищувала 5000 км.

З появою лазерів стало зрозуміло, що монохроматичне світло може переносити за одиницю часу у стільки разів більше інформації, у скільки разів його частота більша за частоту радіохвиль або за максимальну частоту електричних сигналів. Так, якщо мобільний телефон працює на частоті 2,1 ГГц і може передавати інформацію зі швидкістю до 14 Мбіт/с, то оптичний сигнал на частоті $2 \cdot 10^{14}$ Гц ($\lambda = 1500$ нм) має швидкість передавання інформації у 10^5 разів вищу.

Лазерний зв'язок (англ. *laser communication*, *lasercom*) у відкритому просторі (атмосфері або космосі) має як переваги, так і недоліки порівняно з волоконно-оптичним зв'язком. Перевагами є:

- можливість швидкого розгортання лінії зв'язку на відкритій місцевості;
- можливість зв'язку між транспортними засобами (за умови прямої видимості);
- можливість зв'язку наземних станцій з літаками, супутниками, космічними станціями та зондами;

- висока захищеність оптичного каналу від пошкодження чи прослуховування;
- на два порядки ширша, ніж у волоконно-оптичних ліній, смуга частот;
- кращі масогабаритні та вартісні показники.

До недоліків можна віднести:

- можливість зв'язку лише за умови прямої видимості (за винятком зв'язку з використанням розсіяного випромінювання);
- сильну залежність надійності зв'язку від погодних умов;
- небезпеку пошкодження лазерним випромінюванням очей.

В оптичному діапазоні можна досягти більшої спрямованості випромінювання, ніж в радіодіапазоні, що за однакової потужності передавача означає більшу дальність передачі інформації (це важливо для дальнього космічного зв'язку).

Для ближнього оптичного зв'язку (до 10 м) використовують дешеві інфрачервоні світлодіоди та лазерні діоди з довжинами хвиль 850–900 нм, які забезпечують передавання інформації зі швидкістю до 16 Мбіт/с. Такі випромінювачі зазвичай застосовують у пультах дистанційного керування електронною апаратурою.

Для ліній лазерного зв'язку більшої протяжності використовують інфрачервоне випромінювання з $\lambda = 1550$ нм, яке потрапляє у вікно прозорості атмосфери і джерела якого – лазерні діоди – давно розроблені й успішно працюють у волоконно-оптичних лініях зв'язку. На оптичних трасах завдовжки декілька кілометрів швидкість передавання інформації сягає 2,5 Гбіт/с.

На відміну від радіозв'язку, оптичний зв'язок не потребує ліцензування (отримання дозволу на використання частотного діапазону електромагнітних хвиль).

Структурна схема лазерної лінії зв'язку. На рис. 8.16 показано схему системи лазерного зв'язку між наземним трансивером (приймально-передавальною станцією) та трансивером літака або космічного апарата (електричні зв'язки між пристроями зображено тонкими лініями, оптичні – товстими). Розгляньмо коротко призначення окремих пристроїв та вимоги до них.

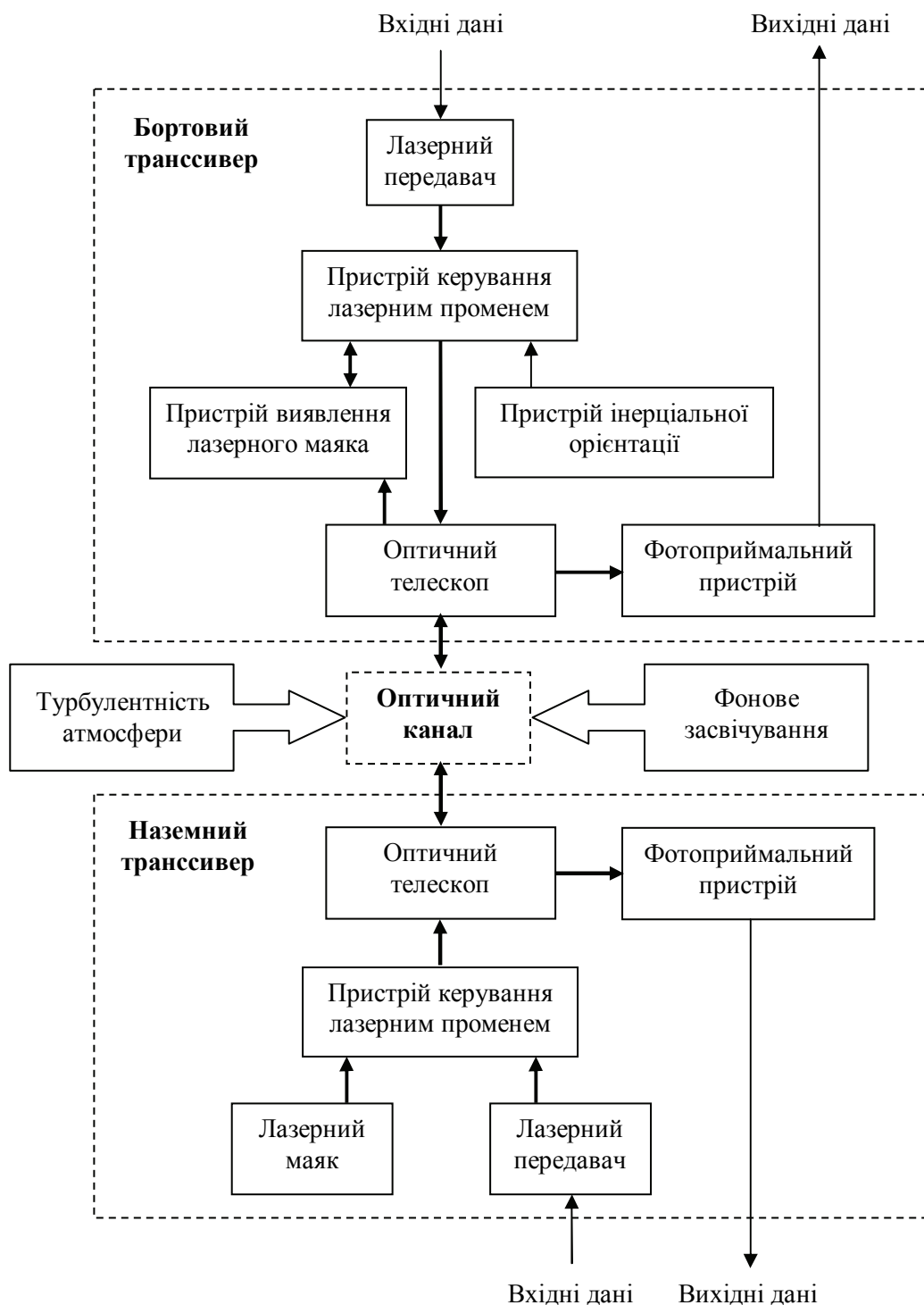


Рис. 8.16. Структурна схема системи лазерного зв'язку між наземним трансивером та трансивером авіаційного або космічного базування

Лазерний передавач є джерелом оптичного сигналу, тому він має задовольняти такі вимоги:

- потужність випромінювання до 10 Вт;
- максимальна частота модуляції понад 10 ГГц;

- довжина хвилі випромінювання має потрапляти у вікно прозорості атмосфери і бути за межами спектрального діапазону чутливості ока;
- довговічність понад 10 років.

Лазерні діоди на основі InGaAsP з довжиною хвилі $\lambda = 1550$ нм, які використовують у волоконно-оптичних лініях зв'язку, виявилися придатними і для лазерного зв'язку. Випромінювання цих лазерів потрапляє у вікно прозорості атмосфери і безпечніше для ока за більш короткохвильове випромінювання неодимового (1064 нм) або арсенід-галієвого (850 нм) лазерів. Максимальна частота модуляції InGaAsP-лазера $f_{\max} = 10$ ГГц. Ці лазери генерують одномодове випромінювання невеликої потужності (до 50 мВт), тому його підсилюють за допомогою ербієвих волоконно-оптичних підсилювачів. Волокно, леговане іонами ербію (Er^{3+}), підсилює випромінювання у діапазоні 1460–1560 нм, якщо вздовж нього одночасно пропускати випромінювання накачки з меншою довжиною хвилі. Для отримання потужності випромінювання декілька ват зазвичай потрібен трикаскадний волоконний підсилювач.

Для космічного лазерного зв'язку використовують неодимовий лазер, випромінювання якого з $\lambda = 1,06$ мкм потрапляє у вікно прозорості атмосфери. У 2005 р. за допомогою такого лазера, розташованого на американському космічному апараті *Messenger*, було встановлено зв'язок із Землею з відстані 24 млн км. Лазер випромінював імпульси з енергією 20 мДж та тривалістю 5 нс.

Для перетворення електричного сигналу в оптичний здійснюють внутрішню або зовнішню модуляцію випромінювання: внутрішню – керованою зміною параметрів робочого режиму лазера (наприклад, зміни струму інжекції лазерного діода), зовнішню – за допомогою модулятора оптичного випромінювання, який керує параметрами випромінювання, яке вже залишило джерело (див. гл. 4 цього навчального посібника (кн. 1) [17]).

Якщо вважати, що смуга частот сигналу Δf дорівнює максимальній частоті модуляції f_{\max} , а відношення сигнал/шум (потужностей сигналу та шуму) на виході фотоелектричного приймача становить P_s/P_n , то можна оцінити інформаційну пропускну здатність каналу зв'язку, скориставшись формулою Шеннона [19]

$$B = \log_2 (1 + P_s/P_n) \Delta f, \text{ біт/с.} \quad (8.3)$$

На практиці під час передавання цифрового сигналу пропускна здатність каналу зв'язку виявляється значно меншою. Для збільшення пропускної здатності намагаються підвищити f_{\max} . В експериментах частота внутрішньої модуляції лазерного діода сягнула 30 ГГц (керування струмом інжекції); використання зовнішнього електрооптичного модулятора дозволило довести цю величину до 70 ГГц [20; 21].

В оптичному діапазоні сигнал можна передавати за допомогою модуляції сигналом:

- випромінювання, використовуючи як несучу частоту самого випромінювання (приблизно 100 ТГц); таку передачу називають *передачею на оптичній несучій* (частоті);
- надвисокочастотного коливання і модуляції цим коливанням випромінювання; такий вид передачі називають *передачею на НВЧ піднесучій* (її величина коливається у межах 0,1–10 ГГц). Про передачу НВЧ-сигналів волоконно-оптичними лініями зв'язку йтиметься у розд. 12 та 13.

Світлодіодний передавач. Альтернативою до лазерного є світлодіодний передавач, який за використання потужного GaAs/AlGaAs-світлодіода з центральною довжиною хвилі 950 нм може забезпечити зв'язок на відстані декілька кілометрів. Прикладом такого передавача, хоча і малопотужного, з дальністю дії у декілька метрів, є пульт дистанційного керування, зокрема телевізійний пульт. Промодульоване випромінювання інфрачервоного світлодіода, розміщеного у пульті, потрапляє на фотодіод, встановлений на передній панелі телевізора. Зазвичай для частот модуляції 30–50 кГц використовують світлодіоди. У разі натискання на пульті певної кнопки запускається тактовий генератор і відбувається сканування матриці кнопок. Після виявлення натиснутої кнопки процесор формує послідовність електричних імпульсів, яка містить код клавіатури та код кнопки. Електричні імпульси перетворюються світлодіодом пульта в оптичні, а фотодіодом телевізора знову в електричні. У телевізорі відбувається декодування послідовності імпульсів, після чого виконується передана команда керування телевізором.

Приклад 8.4. У лазерній лінії зв'язку струм інжекції лазерного діода модулюється аналоговим сигналом з максимальною частотою $f_{\max} = 10$ ГГц. Максимальна напруга сигналу на виході фотоелектричного підсилювача $U_s = 18$ мВ, а середня

квадратична напруга шумів – $\bar{U}_n = 6$ мВ. Знайти інформаційну ємність каналу зв'язку.

Припустимо, що смуга частот сигналу дорівнює його максимальній частоті: $f_{\max} = \Delta f$. Щоб знайти інформаційну ємність каналу зв'язку, скористаймося формулою Шеннона (8.3):

$$B = \log_2 \left(1 + \frac{P_s}{P_n} \right) \Delta f = \log_2 \left(1 + \frac{U_s^2}{\bar{U}_n^2} \right) \Delta f = \log_2 \left(1 + \frac{18^2}{6^2} \right) \cdot 10 = 33,2 \text{ Гбіт/с.}$$

Атмосферний оптичний канал. Перевагою лазерного зв'язку порівняно з радіозв'язком є нечутливість оптичного каналу до електромагнітних завад природного або штучного характеру, проте лазерний зв'язок сильно залежить від складу атмосфери та погодних умов.

Потужність лазерного пучка ослаблюється в атмосфері за експоненціальним законом (законом Бугера–Ламберта–Бера):

$$P(L) = P_0 \exp \left[-(\alpha_{abs} + \alpha_{Ray} + \alpha_{Mie}) L \right],$$

де P_0 – потужність випромінювання на початку траси завдовжки L ; α_{abs} – коефіцієнт поглинання; α_{Ray} – коефіцієнт релеївського розсіювання; α_{Mie} – коефіцієнт розсіювання Мі.

Спектр пропускання атмосфери має вікна прозорості, які складаються з декількох десятків спектральних ліній завширшки приблизно 0,01 нм, у межах яких пропускання може перевищувати 50 %, а між лініями зменшується до декількох відсотків. Інфрачервоне випромінювання у діапазоні 1,5 мкм поглинається парою води H_2O та вуглекислим газом CO_2 . Інші гази майже не впливають на поглинання.

Фотоприймач. Оптичний зв'язок здійснюють у трьох телекомунікаційних вікнах, розміщених навколо довжин хвиль 950, 1300 та 1500 нм. Друге та третє вікна розбиті на діапазони, які неперервно перекривають довжини хвиль від 1260 до 1675 нм. У першому вікні працюють Si-фотодіоди, найвища чутливість яких припадає на діапазон 800–900 нм. Найпоширенішим фотоприймачем у другому та третьому вікнах є InGaAs-фотодіод, який має найвищу чутливість у діапазоні 1300–1600 нм, та InGaAsP-фотодіод (1100–1300 нм). Лавинні, гетеро- та $p-i-n$ -фотодіоди на цих матеріалах мають високу швидкодію та малий темновий струм. Дослідники сподіваються розширити смугу робочих частот фотоприймача до сотень гігагерців, використовуючи структуру метал-напівпровідник-метал (МСМ), в якій роль металічних електродів виконує

прозорий графен (моноатомний шар вуглецю із гексагональною структурою). МСМ-фотоприймач (англ. *MSM-detector*) відрізняється від фотодіода Шоткі наявністю двох бар'єрів Шоткі та чутливістю до більш довгохвильового випромінювання.

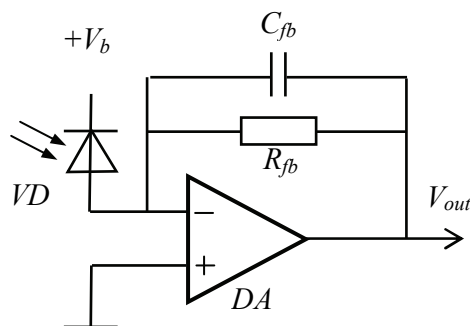


Рис. 8.17. Трансїмпедансний фотоелектричний підсилювач

Фотоелектричний сигнал підсилюють трансїмпедансними підсилювачем, який перетворює струм у напругу. Зазвичай цю роль виконує операційний підсилювач (DA), в якому резистор зворотного зв'язку R_{fb} регулює співвідношення між підсиленням та швидкодією – чим більше підсилення, тим менша швидкодія, а конденсатор C_{fb} стабілізує роботу підсилювача (рис. 8.17).

Некогерентне та когерентне приймання сигналів. Фотоелектричні приймачі, тобто ті фотоприймачі, які працюють на зовнішньому та внутрішньому фотоефектах, чутливі лише до змін інтенсивності випромінювання.

Відомі такі методи приймання оптичних сигналів:

- некогерентне фотоприймання випромінювання, модульованого за інтенсивністю; інші назви – пряме фотоприймання або фотодетектування;
- некогерентне фотоприймання з попереднім перетворенням фазово-модульованого випромінювання у модульоване за інтенсивністю;
- когерентне фотоприймання за змішування оптичного сигналу з опорним випромінюванням лазерного гетеродина; інші назви – фотозмішування, гетеродинне фотоприймання (за нерівності частот сигналу та гетеродину) або гомодинне фотоприймання (за рівності згаданих частот).

Пряме фотоприймання, коли оптичний сигнал безпосередньо перетворюється фотоприймачем в електричний, є найпростішим і найбільш вживаним методом реєстрації оптичного випромінювання; його аналогом у радіотехніці є пряме детектування сигналу за допомогою детектора (зазвичай напівпровідникового діода); оптичний та радіосигнали підсилюються на несучій частоті (для оптичного сигналу – це частота модуляції, яка на декілька порядків менша за частоту електромагнітних хвиль, для електричного – частота хвиль).

Гетеродинне фотоприймання, за якого сигнал змішується на вході фотоприймача з випромінюванням опорного джерела (гетеродина), викликає появу на фотокатоді оптичного биття – періодичної зміни освітленості фотокатода з частотою, рівною різниці частоти гетеродина та несучої частоти сигналу; радіотехнічним аналогом методу є гетеродинне приймання сигналу, коли утворення проміжної (різницевої) частоти відбуваються у разі змішування у нелінійному елементі (напівпровідниковому діоді) сигнального та гетеродинного коливань; оптичний та радіосигнали підсилюються на проміжній частоті.

У побутових радіоприймачах використовують гетеродинне приймання, а приймачі називають супергетеродинними. Порівняно з приймачами прямого підсилення такі приймачі мають вищу чутливість, вибірність, стабільність та ефективність систем автоматичного підстроювання підсилення та частоти. Під когерентним радіоприйманням мають на увазі синфазність сигнального та гетеродинного коливань (фазування останніх здійснюється сигналом). Такий метод приймання сигналів використовують у радіолокації, оскільки він забезпечує більшу чутливість і можливість частотної селекції сигналів від рухомих об'єктів, що дозволяє відсікати хибні цілі.

Когерентне фотоприймання має зазвичай вищу чутливість та менший вплив фонового засвічування, але реалізувати ці переваги можна лише за виконання досить жорстких вимог до лазерного гетеродина [10; 22]:

- монохроматичність випромінювання;
- низький рівень фазового шуму, особливо важливий за гомодинного приймання;
- стабільність потужності випромінювання;
- широкий діапазон перестроювання частоти, який перекриває зсув частоти, викликаний нестабільністю частот сигнального та гетеродинного лазерів, а також доплерівський зсув частоти у разі відносного руху передавача та приймача;
- механічна стабільність системи кутового суміщення сигнального та гетеродинного пучків випромінювання.

Як бачимо, когерентне фотоприймання значно складніше за некогерентне і, до того ж, не завжди можливе. Для оптичного биття пучки сигнального та гетеродинного випромінювання мають сходитись на фотокатоді під кутом, меншим за 10^{-4} рад [10], що проблематично у разі

поширення сигнального пучка у турбулентній атмосфері. За більших кутів на фотокатоді з'являться декілька рухомих інтерференційних смуг і сигнал на виході фотоприймача зникне.

Принципова відмінність між когерентним та некогерентним методами фотоприймання полягає в тому, що перший використовує хвильові властивості світла і має можливість оперувати з амплітудою та фазою хвилі, а другий – корпускулярні й, відповідно, оперувати з енергією частинок. Обидва методи можуть використовувати демодуляцію випромінювання, носієм інформації в якому є поляризація.

Приклад 8.5. На фотодіод з чутливістю за струмом $S_J = 10$ А/Вт падає випромінювання лазерного гетеродина потужністю $P_0 = 100$ мкВт і частотою $\nu_0 = 2,1601 \cdot 10^{14}$ Гц та оптичний сигнал потужністю $P_1 = 4$ мкВт й частотою $\nu_1 = 2,16 \cdot 10^{14}$ Гц. Знайти амплітуду J_0 і частоту f фотоструму на виході фотодіода.

Оптичне биття гетеродинного та сигнального випромінювання на поверхні фотодіода викличе появу на його виході фотоструму

$$J(t) = S_J \left\{ P_0 + P_1 + 2\sqrt{P_0 P_1} \cos[2\pi(\nu_1 - \nu_0)t + \varphi_1 - \varphi_0] \right\},$$

де φ_1 та φ_0 – фази відповідно сигнального та гетеродинного випромінювання на фотодіоді у момент $t = 0$.

Фотострум має дві складові – постійну та змінну. Амплітуда змінного струму $J_0 = 2S_J \sqrt{P_0 P_1} = 2 \cdot 10 \cdot \sqrt{100 \cdot 10^{-6} \cdot 4 \cdot 10^{-6}} = 4 \cdot 10^{-4}$ А = 0,4 мА.

Під час змішування випромінювання з частотами ν_0 та ν_1 на фотокатоді спостерігатиметься оптичне биття з частотами $\nu_0 + \nu_1$ та $\nu_0 - \nu_1$, причому внаслідок інерційності фотоприймач може реагувати лише на биття з різницевою частотою. Отже, частота фотоструму на виході фотодіода $f = \nu_0 - \nu_1 = 2,1601 \cdot 10^{14} - 2,16 \cdot 10^{14} = 0,0001 \cdot 10^{14}$ Гц = 10 ГГц.

Альтернативою когерентному фотоприйманню є некогерентне приймання з попереднім перетворенням фазово-модульованого випромінювання у модульоване за інтенсивністю. Для цього існують дві можливості – використання дисперсійного пристрою або оптичного фільтра. У першому випадку завдяки хроматичній дисперсії в одномодовому волокні завдовжки до 25 км фазово-модульований оптичний сигнал перетворюється на модульований за інтенсивністю. У другому випадку таке саме перетворення досягається за використання смугового оптичного фільтра і розміщення несучої частоти сигналу на лівому чи правому схилі передатної характеристики фільтра, яка для ідеального фільтра має вигляд рівнобічної трапеції [23].

Лічба фотонів. Фотон, поглинутий фотокатодом фотоелектронного помножувача, викликає появу на аноді імпульсу фотоструму. На анод потрапляють також імпульси темного струму, викликані термоелектронною емісією з динодів. Амплітуда темнових імпульсів менша за амплітуду фотоімпульсів, що дозволяє за допомогою дискримінатора відсікати імпульси з амплітудою, меншою за задану. На амплітудній селекції та підрахунку кількості фотоімпульсів і ґрунтується цей метод фотоприймання. Порівняно з методами прямого та гетеродинного фотодетектування, в основі яких лежить вимірювання фотоструму, лічба фотонів має декілька переваг:

- лінійність лічильної (ват-амперної) характеристики у дуже широкому діапазоні вхідних потоків випромінювання;
- висока точність вимірювання слабких потоків випромінювання;
- можливість суттєво збільшувати відношення сигнал/шум за допомогою амплітудної селекції фотоімпульсів;
- можливість реєстрації одночасності надходження фотонів на декілька модулів, що є одним із методів дослідження потоків випромінювання у квантовій оптиці;
- форма подавання вихідного сигналу, зручна для індикації та введення в комп'ютер.

Для лічби фотонів зазвичай використовують фотоелектронні помножувачі. Наведімо параметри фотоелектричного модуля *H10682-110* японської фірми *Hamamatsu*. Фотопомножувач з дволужним (на основі двох лугів) фотокатодом має спектральну чутливість у діапазоні 280–700 нм із максимумом на довжині хвилі 330 нм, квантова ефективність на якій сягає 35 %. Завдяки тому, що модуль містить всередині високовольтний перетворювач, його напруга живлення становить 5 В. У модулі розміщено також високошвидкісну схему лічби фотонів, яка дозволяє розрізняти імпульси з інтервалом 20 нс. Середня частота повторення імпульсів темного струму не перевищує 50 Гц.

Лічбу фотонів використовують в астрономії, біології (реєстрація біolumінесцентних реакцій) та квантовій оптиці (дослідження статистичних властивостей світла і квантового характеру його взаємодії з речовиною).

Однофотонне передавання інформації. У підрозд. 5.5 [3] вже йшлося про квантову криптографію – метод передавання інформації,

за якого інформацію кодують поляризацією окремих фотонів, що гарантує захищеність інформації від несанкціонованого доступу.

Поєднання світлодіодного освітлення з передаванням інформації. Ефективність світлодіодних ламп невпинно зростає і з часом вони замінять лампи розжарювання та люмінесцентні лампи. Висока швидкодія світлодіодів (до 1 ГГц) дозволяє створити у приміщенні оптичний інтерфейс між комп'ютерами, принтерами та будь-якими іншими електронними пристроями, причому сигнал може передаватися як уздовж лінії прямої видимості передавача та приймача (зв'язок на нерозсіяному випромінюванні), так і вздовж лінії непрямої видимості (зв'язок на розсіяному випромінюванні). На рис. 8.18 зображено декілька варіантів реалізації такої взаємодії. Цей вид бездротового зв'язку називають *Li-Fi* (англ. *Light Fidelity* – світлова прив'язаність) за аналогією з *Wi-Fi* (*Wireless Fidelity* – бездротова прив'язаність).

Зв'язок на нерозсіяному випромінюванні передбачає використання світлодіодного світильника як передавача, у конусі випромінювання якого містяться приймачі оптичного сигналу (рис. 8.18, *а*). Якщо у світильнику декілька світлодіодів, кожен з яких є джерелом свого сигналу (на власній несучій частоті), то так можна здійснити мультиплексування сигналів.

Випромінювання світлодіодної лампи, відбите від стелі або стін, використовують для зв'язку на розсіяному випромінюванні (рис. 8.18, *б*). Такий вид зв'язку може охопити у приміщенні всі приймачі сигналу, але відношення сигнал/шум буде значно меншим, ніж у першому випадку, і згідно з формулою Шеннона меншою буде також швидкість передавання інформації.

Першими сферами застосування *Li-Fi* стануть пасажирські літаки та лікарні, де використання *Wi-Fi* неможливе внаслідок електромагнітних завад навігаційному або медичному обладнанню. У *Li-Fi* може бути багато несподіваних застосувань: приміром, надання можливості індивідуально отримувати інформацію про експонати в музеї, яка звучить у навушниках відвідувача, коли він зупиняється перед картиною чи скульптурною композицією, завдяки кодованому світлодіодному освітленню, або доступ до інформації про затори на дорогах і карти проїзду на червоному світлі світлофора.

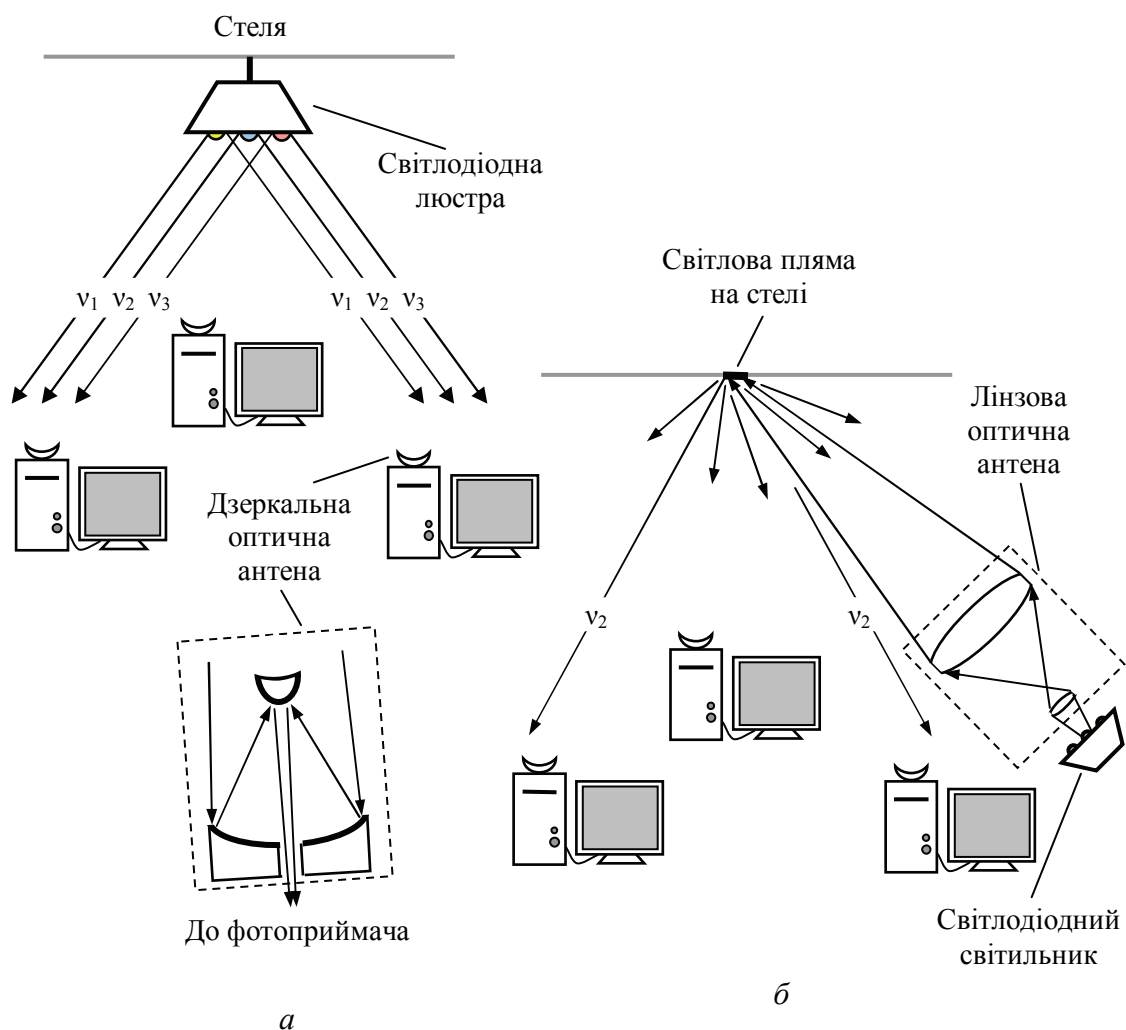


Рис. 8.18. Використання світлодіодного освітлення для багатоканального зв'язку на нерозсіяному (а) та розсіяному (б) випромінюванні

Li-Fi запропонував у 2011 р. професор Единбурзького університету (Велика Британія) Харольд Хаас. У 2014 р. мексиканська компанія *Sissoft* за допомогою цієї технології досягла швидкості передавання інформації 10 Гбіт/с.

Зв'язок в ультрафіолетовому діапазоні. Ультрафіолетове випромінювання з довжиною хвилі у діапазоні 200–280 нм, спрямоване у небо і розсіяне нижнім шаром атмосфери, можна використати для побудови військових ліній оптичного зв'язку з доступом, обмеженим радіусом у декілька сотень метрів. Про це вже йшлося у підрозд. 20.1 [3].

Космічний Інтернет. Космічний радіозв'язок здійснюється у діапазоні довжин хвиль 1,5–30 см, в якому радіохвилі проходять атмосферу з мінімальними втратами. Довші хвилі поглинаються іоносферою, а коротші – парами води та киснем.

Лазерний космічний зв'язок порівняно з радіозв'язком має два недоліки:

- сильна залежність від погодних умов;
- необхідність у точному націлюванні оптичної антени передавача на оптичну антену приймача.

Позбутися першого недоліку можна, розміщуючи лазерні передавачі й приймачі на супутниках, які перебувають на геостаціонарних орбітах; трьох супутників, які «висять» над екватором на висоті 34 тис. км, достатньо для радіозв'язку з будь-яким районом Землі, окрім полярних, та для підтримання лазерного зв'язку з космічними апаратами. На радіохвилі надвисоких частот погодні умови не впливають.

Другий недолік є наслідком малого кута розбіжності лазерного променя, сформованого телескопом оптичної антени. Ця властивість лазерного передавача може забезпечити значно більшу дальність дії космічної лінії зв'язку, якщо нею вміло скористатись. Ніщо не заважає трохи розстроїти телескоп, щоб отримати кут розбіжності в один градус, як у триметрових радіоантен космічних апаратів, захопити ціль більш грубою системою наведення, а потім зменшити кут розбіжності до мінімуму, щоб досягти максимального відношення сигнал/шум, після чого передати слідування за ціллю більш точній системі наведення. Здавалося б, усе просто, якщо не враховувати, що сигнал, наприклад, до *Voyager-1* йде 18 годин, а за секунду апарат пролітає 17 км.

Уперше лазерний космічний зв'язок (із передаванням фотознімків поверхні Землі) здійснили у 2006 р. між європейським супутником дистанційного зондування Землі *SPOT-4*, який перебував на висоті 832 км, та експериментальним космічним апаратом *Artemis*, який обертався на висоті 31 тис. км.

Марсіанська орбітальна станція, запущена США у 2005 р. з метою пошуку на поверхні планети слідів води, після семи місяців польоту і шести місяців аеродинамічного гальмування вийшла на низьку навколомарсіанську орбіту, яка дозволяла робити фотознімки поверхні з високою роздільною здатністю. Швидкість передавання інформації зі станції радіопередавачем потужністю 100 Вт становила 6 Мбіт/с і фотознімок поверхні передавався за 90 хв. Лазерний передавач потужністю 5 Вт міг би забезпечити передавання інформації зі швидкістю 30 Мбіт/с і фотознімок був би переданий за 15 хв. НАСА у 2015 р. вдалося збільшити швидкість передавання інформації до 100 Мбіт/с, що дозволить вести відеоспостереження поверхні Марса у форматі телебачення високої роздільної здатності (1920×1080 пікселів).

Для космічного Інтернету пропонують використати *TCP/IP* (англ. *Transmission Control Protocol / Internet Protocol* – протокол керування передачею в Інтернеті) – набір мережевих протоколів обміну інформацією, який непогано зарекомендував себе у наземному Інтернеті.

Для надійного приймання сигналу відношення сигнал/шум на виході приймача має бути не меншим десяти. Це дозволяє спростити формулу Шеннона (8.3) і звести її до

$$B = 3,32 \log \left(\frac{P_s}{P_n} \right) \Delta f$$

або

$$B = 0,332 X \Delta f ,$$

де X – відношення сигнал/шум, виражене в децибелах, $X = 10 \log(P_s/P_n)$.

Отже, згідно з формулою Шеннона швидкість передавання інформації в космосі пропорційна $\log P_s$. Якщо знехтувати втратами енергії електромагнітної хвилі у відкритому просторі, то потужність сигналу P_s^* на приймальній антені площею A_{rec} та потужність сигналу P_{trans} на передавальній антені площею A_{trans} пов'язані співвідношенням

$$P_{rec}^* = \frac{A_{rec} A_{trans}}{4\lambda^2 L^2} P_{trans} , \quad (8.4)$$

де λ – довжина хвилі; L – відстань між передавачем та приймачем. Четвірка у знаменнику враховує неідеальність обох антен, тобто нерівномірність розподілу потоку електромагнітної енергії по площі антен. Для ідеальних антен передана потужність була б учетверо більшою.

Приклад 8.6. У скільки разів зросте відношення сигнал/шум на виході фотодіода лазерного приймача з оптичною антеною у вигляді об'єктива з пропусканням T_{ob} , якщо довжину хвилі лазерного передавача зменшити в m разів?

Згідно з формулою (8.4) потужність оптичного сигналу на антені приймача (об'єктиві) зросте в m^2 разів і у стільки ж разів зросте потужність електричного сигналу на виході фотоприймача. Оскільки решта параметрів залишається незмінною, то відношення сигнал/шум на виході фотоприймача зросте у $2 \log m$ разів.

Контрольні запитання і задачі

1. Які є види оптичного зв'язку?
2. Одномодове оптичне волокно має модову ширину смуги частот $EMB = 1500$ МГц·км. Оцінити, за який час волокно завдовжки $L = 10$ км може передати відеофайл об'ємом 3 Гб.
3. Які матеріали використовують для виготовлення оптичних волокон?
4. Чому в коаксіальному кабелі втрати зростають з частотою сигналу?
5. Як дисперсія впливає на дальність передавання інформації в оптичному волокні?
6. У чому суть ефекту Гуса–Хенхен?
7. Серцевина волокна має показник заломлення $n_1 = 1,48$, а оболонка – $n_2 = 1,46$. Знайдіть числову апертуру волокна NA .
8. Від чого залежить число мод, поширюваних у волокні?
9. Поясніть, чим модова дисперсія волокна відрізняється від матеріальної.
10. Знайдіть, які втрати в децибелах має оптичне волокно завдовжки $L = 10$ км, якщо питомі оптичні втрати $\alpha_{opt} = 0,2$ дБ/км.
11. Які лазери використовують у магістральних волоконно-оптичних лініях зв'язку?
12. Як виготовляють фотонно-кристалічні волокна?
13. Поясніть, що таке фотонна заборонена зона.
14. Де використовують фотонно-кристалічні волокна?
15. Як в оптичному волокні створюють бреггівські ґрати?
16. Наведіть приклад використання волокна з бреггівськими ґратами у датчику фізичної величини.
17. Поясніть принцип дії волоконно-оптичного підсилювача.
18. Чому в суперкомп'ютерах намагаються замінити електричні зв'язки оптичними?
19. Наведіть приклад використання МЕМС-технології.
20. Які існують типи локальних волоконно-оптичних мереж?
21. Які переваги та недоліки мають вільно-просторові оптичні лінії зв'язку?
22. Чим когерентне фотоприймання відрізняється від некогерентного?
23. Де використовують лічбу фотонів?
24. Як реалізують технологію зв'язку $Li-Fi$ і де її можна застосовувати?
25. Де використовують однофотонне передавання інформації?

Глава 9

ОПТИЧНИЙ ЗАПИС ІНФОРМАЦІЇ

Є лише одна річ, сильніша за усі армії світу: це ідея, що приходить вчасно.

Віктор Гюго, французький письменник

9.1. Фотографічний, голографічний та оптичний цифровий методи запису інформації

Історичні відомості. Першими записаними зображеннями в історії людства були наскельні малюнки, зроблені первісною людиною приблизно сорок тисяч років тому, на межі раннього та пізнього палеоліту. За тридцять тисячоліть до нової ери виникає первісне образотворче мистецтво: гравюра по каменю і кістці, кам'яний барельєф, скульптура із глини, каменю, кістці та рогу, печерний живопис мінеральними фарбами.

У XII ст. з'явилися свинцеві та срібні олівці, а у XVI ст. – графітні. Наприкінці XV ст. Леонардо да Вінчі використовував олівець для наведення контурів зображення у камері-обскурі, яка була описана Евклідом у трактаті з оптики за три століття до нової ери. Ще тоді Евклід розглянув формування зображення малим отвором у непрозорій стінці камери-обскури. Малюнки, зроблені за допомогою камери-обскури, стали першим кроком до фотографії.

Світлочутливі сполуки срібла, які дозволяють записати оптичні зображення, почали досліджувати у XVIII ст. У 1802 р. англійський вчений Томас Уеджвуд записав зображення на тонкому шарі азотнокислого срібла AgNO_3 , але закріпити зображення не вдалося і під дією світла воно поступово зникало. Через два десятиліття французький винахідник Жозеф Ньєпс знайшов спосіб закріпити зображення, яке отримували в камері-обскурі: перша фотографія була зроблена на посрібленій мідній пластині з нанесеним світлочутливим асфальтовим лаком [24].

Французький художник та винахідник Луї Дагер продовжив дослідження Ньєпса і в 1839 р. сповістив Паризьку академію про винахід дагеротипії (грец. *typos* – відбиток, зображення), першого технічно розробленого методу фотографії; 1839 р. вважається роком народження фотографії.

У 1841 р. англійський винахідник Вільям Талбот отримав патент на інший метод фотографії – калотипію (грец. *kalos* – красивий, чудовий). Калотипія стала праобразом сучасної фотографії: спочатку записували негативне зображення, а потім з негатива робили потрібну кількість позитивних копій. Дагеротипія дозволяла отримати тільки одне позитивне зображення, яке спостерігалось у дзеркально відбитому світлі. В обох методах світлочутливим матеріалом було йодисте срібло AgI [24].

У 1840 р. угорський оптик Йозеф Петцваль створив фотооб'єктив, в якому значною мірою було скомпенсовано більшість аберацій оптичної системи – спотворень зображення, за яких предмет виглядає розмитим, викривленим або нереально зафарбованим.

У 70-х роках XIX ст. у фотоматеріалах на основі йодистого срібла чистий AgI замінили сумішшю галогенідів срібла, а середовищем, в якому рівномірно розподіляли цю суміш, став желатин. Поєднання суміші галогенідів і желатину підвищило і чутливість, і роздільну здатність фотоматеріалу. Мікрокристали галогенідів срібла, завислі у тонкому шарі желатину, стали називати фотоемulsion.

Фотографія набула поширення після створення у 1888 р. американським винахідником та підприємцем Джорджем Істменом портативного фотоапарата «Kodak», який заряджався фотоплівкою на 100 кадрів. Девіз «Ви натискаєте на кнопку, а решту робимо ми» зробив цей фотоапарат дуже популярним у всьому світі, хоча і доводилося час від часу відправляти його у фірму для проявлення та перезаряджання плівки, а також друкування фотографій.

У 1891 р. французький фізик Габріель Ліпман розробив метод кольорової фотографії, в якому заклав інтерференційний принцип запису кольору [25; 26]. Хоча кольорова фотографія Ліпмана й була оцінена Нобелівською премією 1908 р., вона понад 60 років залишалася малопрактичною екзотикою.

У 1908 р. Ліпман розробив метод інтегральної фотографії, який вперше дозволив записати, а потім і відтворити квазіоб'ємне зображення [27].

Голографічний метод запису інформації, зокрема об'ємних зображень, винайшов у 1947 р. угорсько-англійський фізик Денніс Габор, за що був удостоєний у 1971 р. Нобелівської премії.

З появою перших лазерів на початку 60-х років XX ст. починається стрімкий розвиток голографії [25]. Цьому особливо сприяла позаосьова схема голографії, запропонована у 1962 р. американськими фізиками Емметом Лейтом та Юрісом Упатнієксом, яка, на відміну від осьової схеми Габора, дозволяла записувати голограми непрозорих об'єктів. Дослідники у всьому світі стали освоювати нову для них галузь оптики – голографію.

Кольорова фотографія Ліпмана у 1962 р. знайшла несподівано практичне застосування у методі запису голограм, запропонованому радянським фізиком Юрієм Денисюком [26–28]. Уперше стало можливим побачити об'ємне голографічне зображення без лазера, наприклад, у сонячному світлі чи світлі настільної лампи.

У 1965 р. декілька груп американських дослідників помітили, що у разі накладання голографічного зображення на об'єкт зйомки чи на інше голографічне зображення цього об'єкта на зображенні з'являються викривлені темні смуги. Так виникла голографічна інтерферометрія – метод безконтактного контролю деформацій об'єктів [28; 29].

Метод райдужної голографії, яка широко використовується у наш час для захисту документів і продукції від підробки, розробив у 1968 р. американський фізик Стефан Бентон [29].

Уперше оптичний запис звуку на фотопластинку (у вигляді варіацій почорніння) здійснили у 1884 р. американські винахідники Александер Белл, Чічестер Белл та Чарльз Тейнтер. У 1923 р. радянський фізик Олег Лосєв запропонував записувати інформацію на фотопластинці за допомогою запатентованого ним «світлового реле» [30]. У 1936 р. в Берлінській філармонії загравав електроорган, створений німецьким винахідником та підприємцем Едвіном Вельте; тональність звуку в інструменті задавали 12 оптичних дисків з доріжками у вигляді фотографічно записаних осцилограм звуків класичних органів (рис. 9.1) [31].

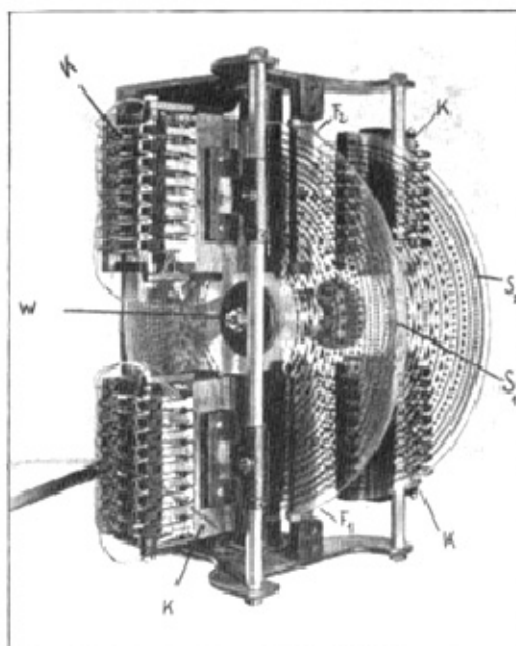


Рис. 9.1. Фрагмент фотоелектричного вузла електрооргана Едвіна Вельте:

F – фотоелементи; K – електрооптичні реле;

S – доріжки з осцилограмами окремих тонів; W – скляні тон-диски

Американські винахідники Девід Грег та Джеймс Рассел запатентували у 60-х роках XX ст. декілька варіантів запису лазером інформації на прозорий оптичний диск (Грег – аналоговим методом, Рассел – цифровим). Недоліком запису на прозорий диск була необхідність розміщувати лазер та фотоприймач по обидва боки диска, що значно ускладнювало конструкцію. Більш вдалим виявився варіант диска з відбивальним покриттям та аналоговим записом, який у 1969 р. запропонував співробітник голландської фірми *Philips* Пітер Крамер. У 1972 р. *Philips* продемонструвала, а з 1976 р. стала випускати аналоговий відеопрогравач *Laser Vision* із 30-сантиметровим оптичним диском (*Laser Disc*) та гелій-неоновим лазером для зчитування інформації. У 1972 р. *Philips* показала цифровий програвач аудіодисків *Compact Disc*, в яких бітами служили заглиблення на спіральній доріжці оптичного диска [32]. Спільними зусиллями *Philips* та *Sony* (Японія) у 1982 р. розпочався промисловий випуск компакт-дисків (CD) та програвачів до них.

Дифракція Френеля та Фраунгофера. Плоска або сферична хвиля, яка падає на предмет, дифрагує на ньому внаслідок проходження чи відбиття й утворює *дифракційний образ предмета*, де міститься вся інформація про предмет, яку сприймає зорова система людини. Хвилю, яка несе оптичну інформацію про предмет, називають *предметною хвилею*.

Дифракційний образ не є якимось застиглим зліпком – у разі віддалення від предмета змінюється характерний розподіл амплітуди та фази предметної хвилі, але образ предмета все одно залишається.

Давньогрецький філософ-атоміст Епікур писав:

«Існують обриси (відбитки, відтиски), подібні за виглядом твердим тілам, але за тонкістю віддалені від предметів, доступних чуттєвому сприйняттю... Можуть виникати витікання, що зберігають відповідне положення і порядок, які вони мали у твердих тілах. Ці обриси ми називаємо образами... І всяке уявлення, яке ми отримуємо, схоплюючи розумом чи органами чуття, – уявлення про форму або суттєві властивості – це уявлення і є форма або властивості твердого предмета, що виникають внаслідок послідовного повторення образу або враження, полишеного образом».

Дифракційну картину, що утворюється у ближній зоні променями, які перетинаються після розсіяння на предметі, називають *дифракцією Френеля*. Частина променів після розсіяння на предметі йде майже паралельним пучком у дальню зону, де і сходиться, утворюючи дифракційну картину, і таку дифракцію називають *дифракцією Фраунгофера*. Дифракційна картина Фраунгофера утворюється здебільшого на значній відстані від предмета, але її можна наблизити за допомогою лінзи, яка формує цю картину у своїй фокальній площині.

Між областями ближнього та дальнього поля немає чіткої межі. Для світла з довжиною хвилі λ дифракція Фраунгофера спостерігається за умови $L \gg d^2/\lambda$, де d – розмір характерних неоднорідностей, отворів, щілин, на яких дифрагує світло. На дифракційну картину Фраунгофера, отриману від розсіяння світла на дрібних неоднорідностях предмета, може частково накладатися дифракційна картина Френеля, яка виникла внаслідок розсіяння світла на великих неоднорідностях. Неоднорідностями можуть бути, наприклад, мікровиступи та мікрозападини на поверхні предмета або мікрочастинки, наявні у прозорому середовищі [33].

Можна замінити відстань в умові формування картини Фраунгофера на більш визначену величину, вважаючи, що дальня зона дифракції

починається з відстані $L \approx 10d^2/\lambda$. Для світла з $\lambda = 0,5$ мкм дифракцію Фраунгофера (або як її ще називають – дифракцію у паралельних променях) на отворі діаметром $d = 10$ мм можна спостерігати на відстані $L \geq 2$ км, а для $d = 0,1$ мм – на відстані $L \geq 0,2$ м.

Розгляньмо дифракцію Фраунгофера на нескінченно довгій щілині завширшки $d = 2a$. Осьова симетрія такої оптичної схеми дозволяє аналізувати відхилення світла тільки у площині yz (рис. 9.2).

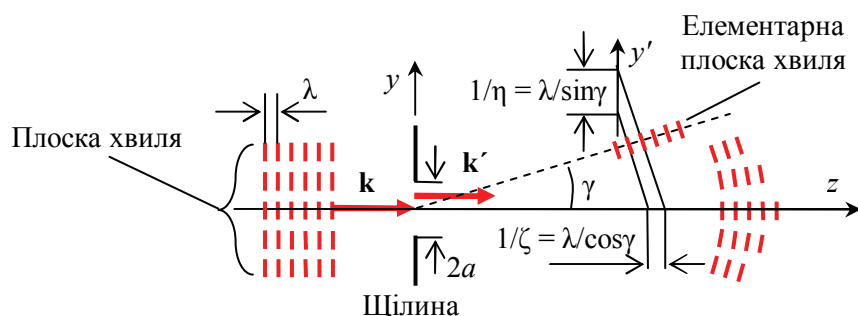


Рис. 9.2. Дифракція плоскої хвилі на щілині завширшки $d = 2a$ й утворення спектра просторових частот множиною елементарних плоских хвиль

Нехай плоска світлова хвиля з частотою ν (довжиною хвилі $\lambda = c/\nu$) рухається вздовж осі z і створює на апертурі електричне поле зі скалярною амплітудою E_0 . Уявімо, що плоска хвиля складається із множини елементарних плоских хвиль з однаковими амплітудами, фазами та хвильовими векторами \mathbf{k} . Плоску хвилю, яка поширюється вздовж осі z , можна описати виразом $\exp(-i2\pi\nu t) = \exp(-i2\pi z/\lambda)$, тобто хвиля має просторовий період λ уздовж цієї осі. Якщо хвильовий вектор плоскої хвилі лежить у площині yz й утворює з віссю z кут γ , а з віссю y кут $\beta = \pi/2 - \gamma$, то просторовий період цієї хвилі вздовж осі z дорівнює $\lambda/\cos \gamma$, а вздовж осі y – $\lambda/\cos \beta$.

У загальному випадку, коли хвильовий вектор \mathbf{k} утворює з осями x , y та z відповідно кути α , β та γ , просторові частоти плоскої хвилі відносно цих осей можна подати як

$$\xi = \frac{\cos \alpha}{\lambda}; \quad \eta = \frac{\cos \beta}{\lambda}; \quad \zeta = \frac{\cos \gamma}{\lambda},$$

причому

$$\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2 = \frac{1}{\lambda^2}.$$

Результатом дифракції світла на щілині є розкладання плоскої хвилі, обмеженої у напрямку осі у величиною $2a$, на множину елементарних плоских хвиль, які мають різну амплітуду і поширюються під різними кутами до осі z .

Амплітуда сумарного електричного поля елементарних плоских хвиль, відхилених унаслідок дифракції на кут β , описується одновимірним інтегралом Фур'є:

$$E_{\eta} = \frac{E_0}{2\pi} \int_{-a}^a \exp(-i2\pi\eta y) dy = \frac{E_0}{2\pi^2\eta} \sin(2\pi\eta a).$$

Можна простежити аналогію з електричним сигналом: у разі обмеження тривалості сигналу в часовій області спостерігається розширення його спектра; якби навіть могла існувати монохроматична хвиля $E(t) = E_0 \cos \omega t$ з кутовою частотою ω , то її обмеження у часі моментом початку її генерації викликало б утворення цілої низки вищих гармонік з частотами 2ω , 3ω , 4ω і т. д. У цьому разі плоскій хвилі, яка рухається вздовж осі z , можна приписати у просторовій області нульову просторову частоту $\eta = \sin \beta / \lambda$. У результаті дифракції плоскої хвилі на апертурі утворюється множина елементарних плоских хвиль із цілим спектром просторових частот η . У разі дифракції Фраунгофера дифраговані елементарні плоскі хвилі поширюються під невеликими кутами до осі z і своїми пучностями створюють вздовж осі у електричне поле біжучої хвилі з просторовим періодом $1/\eta = \lambda / \sin \beta \approx \lambda / \beta$.

Розподіл інтенсивності дифрагованого світла за просторовими частотами можна знайти із співвідношення

$$\frac{I_{\eta}}{I_0} = \frac{1}{2\pi^2\lambda a} \frac{\sin^2 2\pi\eta a}{\eta^2} = \frac{2a}{\lambda} \left[\frac{\sin 2a\pi\eta}{2a\pi\eta} \right]^2,$$

де I_0 – інтенсивність світла, яке падає на апертуру, а I_{η} – інтенсивність елементарної плоскої хвилі з просторовою частотою η .

Розподіл інтенсивності дифрагованого світла за кутами

$$\frac{I_{\beta}}{I_0} = \frac{2a}{\lambda} \left(\frac{\sin ka\beta}{ka\beta} \right)^2 = \frac{2a}{\lambda} \left(\frac{\sin(2a/\lambda)\pi\beta}{(2a/\lambda)\pi\beta} \right)^2$$

дозволяє знайти розподіл інтенсивності світла у разі спостереження дифракційної картини Фраунгофера на екрані:

$$\frac{I_{y'}}{I_0} = \frac{L^2}{\pi a k} \frac{\sin^2(k a y' / L)}{y'^2} = \frac{2a}{\lambda} \left[\frac{\sin[(2a / \lambda L) \pi y']}{(2a / \lambda L) \pi y'} \right]^2.$$

Дифракційна межа роздільної здатності зображення. Якщо освітлювати плоскою хвилею невеличкий круглий отвір у камері-обскури, формуючи таким чином точкове джерело світла, то на екрані утворюється зображення цього джерела світла (зображення точки), радіальний розподіл інтенсивності в якому визначається формулою Ейрі [26]

$$I(r) = \left[\frac{2J_1(kar)}{kar} \right]^2 I_0, \quad (9.1)$$

де $k = 2\pi/\lambda$ – хвильове число; a – радіус отвору; r – радіальна координата; $J_1(kar)$ – функція Бесселя першого порядку, аргументом якої є величина kar ; I_0 – інтенсивність плоскої хвилі, що падає на отвір. Із розподілу, показаному на рис. 9.3, видно, що зображення точки виглядає як світлий диск (диск Ейрі), оточений концентричними темними та світлими кільцями. Інтенсивність у центрі диска принаймні у 20 разів більша за інтенсивність найбільш інтенсивного першого світлого кільця, тому можна вважати, що зображенням точки є саме диск.

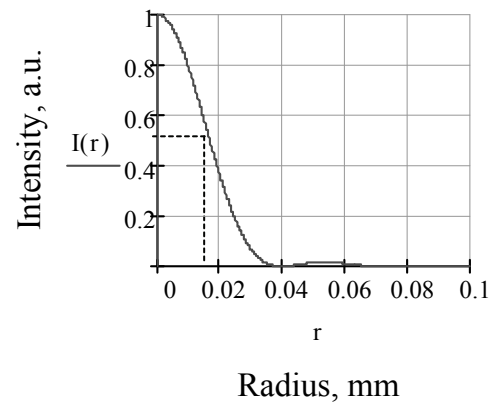


Рис. 9.3. Розподіл відносної інтенсивності випромінювання в диска Ейрі

Із центра круглої діафрагми діаметром $d = 2a$ радіус диска Ейрі видно під кутом

$$\psi = 1,22 \frac{\lambda}{d}. \quad (9.2)$$

Якщо відстань між діафрагмою (перегородкою з отвором) та площиною зображення (екраном) дорівнює L , то від кутового радіуса ψ диска Ейрі до лінійного радіуса цього диска a_{Airy} можна перейти за допомогою співвідношення

$$a_{\text{Airy}} = L\psi = 1,22 \frac{\lambda L}{d}. \quad (9.3)$$

Роздільна здатність зображення, яке утворюється пучком випромінювання, обмеженим в оптичній системі апертурною діафрагмою діаметром $d = 2a$, визначається за *критерієм Релея*: дві точки предмета розглядаються як роздільні, якщо їх зображення – диски Ейрі – накладаються таким чином, що центр одного диска збігається з краєм іншого.

Роздільна здатність зображення є *лінійною роздільною здатністю*: вона визначає мінімальну відстань між точками зображення, і ця відстань дорівнює радіусу диска Ейрі. Часто роздільну здатність зображення подають у вигляді зворотної величини від лінійної роздільної здатності, і тоді вона означає максимальну кількість точок предмета, розділених за критерієм Релея вздовж міліметрового (іноді – дюймового) відрізка у площині зображення.

Роздільна здатність зображення є просторово-частотною характеристикою оптичної системи, причому здебільшого вона найвища на осі системи. Так, наприклад, у фотооб'єктива «Мир-1» в центрі поля зображення роздільна здатність становить 45 мм^{-1} , а на краю поля – 23 мм^{-1} . Об'єктиви, які використовують у фотолітографії для виготовлення фотошаблонів, мають роздільну здатність до 1000 мм^{-1} . Для вимірювання роздільної здатності оптичних систем існують спеціальні тестові об'єкти – штрихові міри, поле яких складається з декількох квадратиків, заштрихованих лініями з різною густиною штрихування, та тест-таблиці, які містять штрихування та геометричні фігури, які дозволяють оцінити і роздільну здатність, і величину геометричних аберацій.

Для оцінювання роздільної здатності оптичної системи використовують не тільки лінійну, але й *кутову роздільну здатність* – кут, під яким видно радіус диска Ейрі з центра апертурної діафрагми, тобто кут, заданий формулою (9.2).

Точка освітленого предмета є вторинним точковим джерелом випромінювання. Під час формування зображення немає ніякої різниці між випромінюванням, яке потрапляє в оптичну систему від первинних чи вторинних джерел, тому критерій Релея однаково придатний для визначення роздільної здатності будь-яких оптичних систем, в яких потік випромінювання, що вийшов із предмета, обмежується на шляху до зображення апертурною діафрагмою діаметром d .

Приклад 9.1. Лазерне випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 650$ нм освітлює отвір у перегородці діаметром $d = 10$ мкм. Знайти діаметр D світлової плями на екрані, віддаленому від перегородки на $L = 1$ м, визначаючи діаметр плями за половинним рівнем інтенсивності.

Спочатку знайдемо за формулою (9.3) радіус диска Ейрі:

$$a_{\text{Airy}} = 1,22 \frac{\lambda L}{d} = \frac{1,22 \cdot 650 \cdot 10^{-6} \cdot 10^3}{10 \cdot 10^{-3}} = 79,3 \text{ мм.}$$

Побудуємо за допомогою програми *Mathcad* графік розподілу (9.1) для відносної інтенсивності світла на екрані $I(r)$ за $I_0 = 1$ (рис. 9.3). Позначаючи радіус диска Ейрі та діаметр розподілу інтенсивності, знайдені з графіка, відповідно як a'_{Airy} та D' , складемо пропорцію

$$\frac{a'_{\text{Airy}}}{D'} = \frac{a_{\text{Airy}}}{D}.$$

На графіку $a'_{\text{Airy}} = 0,04$ мм і $D' = 0,018$ мм, тому із пропорції знаходимо шуканий діаметр світлової плями:

$$D = a_{\text{Airy}} \frac{D'}{a'_{\text{Airy}}} = 79,3 \frac{0,018}{0,04} = 35,7 \text{ мм.}$$

Принцип подвійної дифракції Аббе. Аналізуючи формування зображення в мікроскопі, Аббе розділив утворення зображення лінзою (об'єктивом) на два процеси – дифракцію світлової хвилі на предметі та дифракцію предметної хвилі на апертурі лінзи. З математичного погляду принцип Аббе можна розглядати як подвійне перетворення Фур'є – предмет виконує пряме перетворення Фур'є внаслідок якого плоска хвиля, що освітлює предмет, перетворюється на множину елементарних плоских хвиль з різними просторовими частотами, амплітудами та фазами, та зворотне перетворення Фур'є, здійснюване лінзою, яка збирає елементарні хвилі у зображення.

Існує глибока аналогія між електричним та оптичним сигналами, а також між методами їх аналізу, синтезу та фільтрації. Основою цих методів є перетворення Фур'є.

У першій у світі монографії з голографії, яка вийшла друком 1966 р., американський фізик Джордж Струок був категоричний: «сучасна оптика – це розділ радіоелектроніки» [27]. У ті роки з'явився навіть термін «радіооптика», який підкреслював спільний математичний апарат теорії зв'язку і теорій дифракції, інтерференції та спектроскопії, які виникли для пояснення дослідів Гримальді, Ньютона, Юнга та Френеля і стали основою хвильової оптики.

Електричний сигнал є одновимірним, наприклад, $u(t)$ – напруга, залежна тільки від часу. Оптичні аналоги: пульсуюча світна точка, наприклад, зірка на небі зі змінною яскравістю $B(t)$ або випромінювання на виході волоконно-оптичної лінії зв'язку з потужністю $P(t)$. Немає ніякої залежності від просторових координат.

Оптичний сигнал може бути тривимірним, наприклад, $E(x, y, t)$ – змінна у часі амплітуда електричного поля світлової хвилі у площині xy або $B(x, y, t)$ – змінна яскравість пікселів чорно-білого телевізійного зображення. У разі кольорового телевізійного зображення оптичний сигнал стає чотиривимірним – $B(x, y, t, \lambda)$; з'являється ще колірна координата (середня довжина хвилі випромінювання пікселя λ). Такі оптичні сигнали зазвичай називають зображеннями (точніше – плоскими зображеннями).

Динамічне кольорове об'ємне зображення можна розглядати як п'ятивимірний оптичний сигнал з яскравістю вокселів $B(x, y, z, t, \lambda)$. Воксель (англ. *volume element* – об'ємний елемент) – це об'ємний аналог пікселя.

Голографічний метод запису зображень. З появою камери-обскури було помічено, що існує однозначна відповідність між точками предмета і точками зображення. Фотографія формує зображення у площині світлочутливого матеріалу, тому зображення втрачає об'ємність і стає плоским. Кожній точці предмета з масиву точок, що перебувають у полі зору оптичної системи, відповідає певна точка зображення, яка має пропорційну яскравість і такий самий колір. *Фотографія* – це амплітудний метод запису сфокусованих оптичних зображень.

Д. Габор досліджував у 1947 р. можливості збільшення роздільної здатності електронного мікроскопа, яка на той час становила 0,5 нм. Для покращання чіткості зображення потрібно було компенсувати аберації електронних лінз, але лінзи і так працювали на межі своїх теоретичних можливостей, обмежених дифракцією електронних пучків на апертурах. Дифракційний принцип утворення зображення перешкоджав подальшому зменшенню розмірів деталей, які ще можна було розрізнити в електронному мікроскопі. І тоді Габор вдається до кроку, абсурдного з позиції фотографії: він видаляє з оптичної системи саме ту її частину, яка формує зображення, власне, об'єкти.

Хвиля будь-якої природи, яка розсіюється предметом (предметна хвиля), несе інформацію про форму предмета та стан його поверхні. Фотографічне зображення

формується внаслідок дифракції цієї хвилі на отворі, через який хвиля проходить, тобто на апертурі лінзи; скло лінзи, точніше форма його поверхні, тільки змінює відстань, на якій утворюється зображення (в камері-обскурі зображення формується просто невеликим отвором, без скла).

Хвильовий фронт – це поверхня, виділена всередині хвилі, яка в усіх точках має однакову фазу і яка рухається синхронно із хвилею, змінюючи з відстанню свою форму. Від точкового джерела поширюється сферичний хвильовий фронт, на дуже великій відстані цей фронт стає плоским. Після відбиття хвилі від поверхні предмета її хвильовий фронт стає тим «образом, відбитком» предмета, про який писав Епікур. Перед Габором постала проблема записати цей образ і він її вирішив, застосувавши інтерференцію предметної хвилі з когерентною їй опорною хвилею, плоскою або сферичною [34].

У 1800 р. англійський лікар Томас Юнг, досліджуючи природу людського голосу, замінив в експериментах акустичні хвилі світловими і відкрив явище інтерференції світла. Через півтора століття Денніс Габор, працюючи в Англії над удосконаленням електронного мікроскопа, перейшов в експериментах від електронних хвиль до світлових і відкрив інтерференційний метод запису об'ємних зображень.

Д. Габор запропонував інтерференційний метод запису когерентних хвиль будь-якої природи, який він назвав голографією (грец. *holos* і *graphio* означають разом «повний запис»). Принциповою відмінністю голографії від фотографії є те, що для запису зображення предмета використовують не подвійну дифракцію (на предметі та на апертурній діафрагмі), а дифракцію на предметі та інтерференцію предметної хвилі з опорною хвилею. Як наслідок, подвійна дифракція уможливорює тільки амплітудний запис предметної хвилі, а дифракція та інтерференція – амплітудно-фазовий запис. Амплітудно-фазовий запис предметної хвилі за допомогою інтерференції фактично означає запис її хвильового фронту. В окремих випадках можливим є запис і поляризації предметної хвилі. Інакше кажучи, інтерференційний запис – голограма – дозволяє отримати у разі відтворення (освітлення опорною хвилею чи близькою до неї за властивостями) таку ж предметну хвилю, яка падала на голограму під час її запису.

Назвімо особливості інтерференційного методу запису зображень:

- предметна хвиля не перетворюється в зображення предмета у процесі запису зображення на фотоматеріалі;
- предметна хвиля змішується у площині фотоматеріалу з когерентною опорною хвилею, утворюючи інтерференційну картину, яка і записується фотоматеріалом;

- після оброблення фотоматеріалу (якщо такий процес потрібний) на утвореній голограмі у більшості випадків зображення предмета не видно, а під мікроскопом помітна лише записана інтерференційна картина – голографічні ґрати;
- за освітлення голограми опорною хвилею (або подібною до неї за хвильовим фронтом) розсіяння світла на голографічних ґратах викликає появу предметної хвилі, елементарні плоскі хвилі якої сходяться на об'ємному зображенні, локалізованому поза голограмою;
- голограма є записом обох когерентних хвиль, що дозволяє, наприклад, предметною хвилею відтворювати опорну хвилю;
- на одному фотоматеріалі можна записати двоє голографічних ґрат з однією опорною і двома різними предметними хвилями, причому під час освітлення такої голограми предметні хвилі відтворюються незалежно й інтерферують між собою як когерентні хвилі;
- на одному фотоматеріалі можна записати декілька голографічних ґрат за різних кутів падіння опорної хвилі й різних предметних хвиль, що дозволяє поворотом голограми під час її відтворення послідовно і незалежно вибирати кожен з предметних хвиль;
- голограма дозволяє спостерігати різні ракурси предмета та гру світла і тіні на ньому;
- кольорове зображення записують на чорно-білому фотоматеріалі, причому для голограм, які відтворюють у лазерному світлі, для запису і відтворення кольорових зображень потрібне синє, зелене і червоне світло, а для деяких голограм, які відтворюються у білому світлі, достатньо сфотографувати предмет у білому світлі через синій, зелений та червоний світлофільтри і з отриманих кольороподілених позитивів записати на одній довжині хвилі троє голографічних ґрат;
- частина голограми (для більшості типів голограм) відтворює повне зображення предмета.

Радянський фізик Лев Сороко у передмові до книжки Дж. Строука писав: «Найбільш дивовижною властивістю голографії є те, що вона дозволяє здійснити інтерференцію між двома потоками світла, які не перекриваються ні у часі, ні у просторі» [27].

Голограма – це інтерференційний запис хвильового фронту предметної хвилі. Предмет освітлюється плоскою або сферичною хвилею, яку можна подати у вигляді набору елементарних плоских хвиль з од-

наковими амплітудами і фазами. При розсіянні на предметі такий набір елементарних хвиль ніби знімає зліпок з предмета. Елементарна хвиля «зчитує» пропускну або відбивну здатність кожної точки поверхні предмета на певній довжині хвилі, а також фазову затримку хвилі у цій точці відносно плоского або сферичного фронту освітлювальної хвилі, затримку, зумовлену оптичною відстанню певної точки від поверхні відліку. Таким чином, у відбитій хвилі міститься амплітудно-фазовий рельєф предмета, який дозволяє правильно сприймати його просторові форми і характер поверхні. Для порівняння амплітуд і фаз падаючої і розсіяної хвиль падаючу хвилю ділять на опорну, яка освітлює фотоматеріал, і предметну, яка освітлює предмет, розсіюється на ньому й інтерферує у площині фотоматеріалу з опорною хвилею. Запис інтерференційної картини на фотоматеріалі дозволяє зафіксувати розподіли амплітуди і фази, наявні у хвильовому фронті предметної хвилі, а це дозволяє надалі відтворити і саму хвилю.

Види голографії. Залежно від фізичної природи хвиль розрізняють такі види голографії:

- оптична голографія у діапазонах гамма-, рентгенівського, ультрафіолетового, видимого та інфрачервоного випромінювання ($\lambda = 10^{-5} - 10^6$ нм);
- радіоголографія на довжинах хвиль $\lambda > 1$ мм;
- акустична голографія в ультразвуковому діапазоні хвиль ($\lambda < 1$ см);
- електронна голографія на хвилях де Бройля;
- цифрова голографія на абстрактних хвилях, синтезованих у комп'ютері.

Голографічний метод запису предметної хвилі може бути застосований до хвиль будь-якої природи, якщо є:

- джерело когерентних хвиль;
- об'єкт, який ефективно розсіює одну із цих хвиль;
- реєструвальне середовище, в якому відбувається інтерференція предметної та опорної хвиль, причому зміни фізичних параметрів середовища мають бути приблизно пропорційними інтенсивності інтерференційної картини.

Наприклад, акустичну голограму можна сформувати на поверхні рідини, як це показано на рис. 9.4, а відбитим від поверхні рідини

лазерним випромінюванням скористатися (як предметною хвилею) для запису оптичної голограми. Особливістю акустичної голографії є можливість побачити неоднорідності та порожнини всередині непрозорого твердого тіла [35].

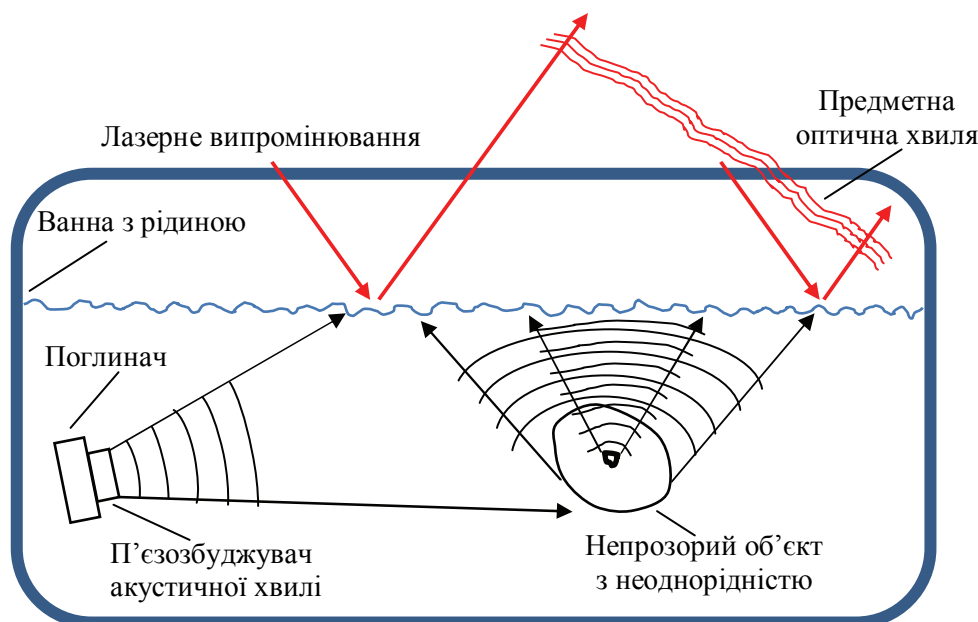


Рис. 9.4. Схема акустичної голографії

Оптична голограма – це записана на фотоматеріалі інтерференційна картина, яка виникла в результаті накладання двох хвиль – опорної (із плоским або сферичним хвильовим фронтом і гауссовим розподілом амплітуди) та предметної (зі складними розподілами фази й амплітуди). Для утворення стаціонарної (нерухомої) інтерференційної картини частоти обох хвиль мають збігатися (різниця в частотах хвиль $\nu_1 - \nu_2$ приведе до утворення динамічної інтерференційної картини, яка рухатиметься у площині реєстрації зі швидкістю $V = d(\nu_1 - \nu_2)$, де d – період інтерференційної картини). Якщо змішати випромінювання, наприклад, двох гелій-неонових лазерів з довжиною хвилі 633 нм, то ніякої інтерференції не спостерігатиметься, бо частоти цих лазерів все одно будуть різними (довжина хвилі задає лише спектральний діапазон, в якому випромінює лазер). Досягти синхронізації частот двох лазерів досить складно, тому для інтерференції використовують випромінювання одного джерела. Але навіть таке довершене джерело випромінювання, як одночастотний лазер, у різні моменти часу генерує випромінювання з різною частотою.

Для голографії довжина когерентності є одним із найважливіших параметрів лазера (разом з його довжиною хвилі та потужністю): різниця ходу предметної та опорної хвиль у голографічній установці не повинна перевищувати довжини когерентності джерела випромінювання, інакше контраст записуваної інтерференційної картини може зменшитися до нуля.

Довжина когерентності джерела випромінювання визначається шириною його спектра, вираженою через частоту $\Delta\nu$ або через довжину хвилі $\Delta\lambda$: $L_{coh} = c/\Delta\nu = \lambda^2/\Delta\lambda$. Серед штучних джерел випромінювання найбільшу довжину когерентності (до 300 км) має одночастотний гелій-неоновий лазер, який працює на одній поздовжній моді (модовий індекс $q = 1$). Для запису голограм використовують зазвичай одномодові лазери, які генерують одну поперечну моду TEM_{00q} і q поздовжніх мод. Довжина когерентності таких лазерів становить до десятків сантиметрів.

Окрім часової когерентності, яку характеризують довжиною когерентності L_{coh} , джерело випромінювання, призначене для голографії, повинне мати достатню просторову когерентність. Усі лазери мають високу просторову когерентність.

Чим менший видимий розмір джерела світла, тим краща його просторова когерентність. Найбільшу просторову когерентність має точкове джерело світла (реально – квазіточкове), причому за принципом Гюйгенса–Френеля не має значення, чи йдеться про малий розмір самого джерела, чи про малий розмір діафрагми, через яку можна пропустити значну частину енергії випромінювання. Точкове джерело, розміщене у фокусі лінзи, дає паралельний пучок променів, якому відповідає плоский хвильовий фронт; таким чином сферичний фронт хвилі, яка виходить із точкового джерела, лінза перетворює у плоский фронт; і навпаки – при фокусуванні паралельного пучка плоский фронт трансформується лінзою у сферичний фронт. Хоча зірка є велетенським за розміром джерелом випромінювання, її видимий розмір дуже малий, промені йдуть до спостерігача майже паралельно і тому вона є точковим джерелом для телескопа чи ока людини.

Протяжне джерело випромінювання можна розглядати як сукупність неузгоджених за фазою точкових джерел, кожне з яких під час запису голограми дає свою інтерференційну картину, а в разі несинфаз-

ного змішування цих картин інтерференційний запис взагалі зникає. Ось чому для голографії важливою є не лише часова, але й просторова когерентність випромінювання (при невеликій протяжності джерела його можна розглядати як сукупність узгоджених точкових джерел, які утворюють сумарну інтерференційну картину).

Для голографії важливо також, щоб опорна хвиля мала плоский або сферичний хвильовий фронт: це є запорукою того, що під час відтворення голограми не виникнуть проблеми з освітленням голограми. Якщо б для запису голограми було вибрано опорну хвилю із хвильовим фронтом складної форми, наприклад, хвилю, яка пройшла крізь матове скло, то відтворювати голограму можна було б тільки такою хвилею.

Голографічна фотопластинка – це негативний чорно-білий фотоматеріал, в якому на скляну підкладку нанесено фотоемульсійний шар (дисперговані в желатині мікрокристалики галогенідів срібла). Маючи порівняно з аматорськими фотоматеріалами приблизно у 100 разів більшу роздільну здатність, голографічні матеріали у 1000 разів менш чутливі.

Після винаходу у 1960 р. лазерів і початку їх промислового випуску у 1964 р. голографія отримала когерентне джерело випромінювання і почала інтенсивно розвиватися.

9.2. Інтерференція двох когерентних хвиль

Якщо змішати на екрані дві немонохроматичні хвилі інтенсивністю I_1 та I_2 , інтерференційна картина не утвориться й освітленість екрана буде такою, ніби його освітили однією хвилею інтенсивністю $I_1 + I_2$.

Для спостереження на екрані контрастної нерухомої інтерференційної картини мають виконуватися *умови стаціонарної інтерференції двох хвиль*:

- квазімонохроматичність джерела випромінювання;
- утворення обох хвиль від одного джерела;
- просторова когерентність джерела випромінювання, за якої випромінювання можна сфокусувати у світлову пляму розміром приблизно з λ ;
- часова когерентність, коли довжина когерентності перевищує різницю ходу предметної та опорної хвиль;

- лінійна (плоска) поляризованість випромінювання;
- неперпендикулярність площин поляризації обох хвиль;
- механічна стабільність оптичної схеми.

У разі падіння на екран під кутами θ_1 та θ_2 двох монохроматичних хвиль з однією довжиною хвилі λ на екрані виникає стаціонарна інтерференційна картина (рис. 9.5) з періодом

$$d = \frac{\lambda}{\sin \theta_1 - \sin \theta_2}. \quad (9.4)$$

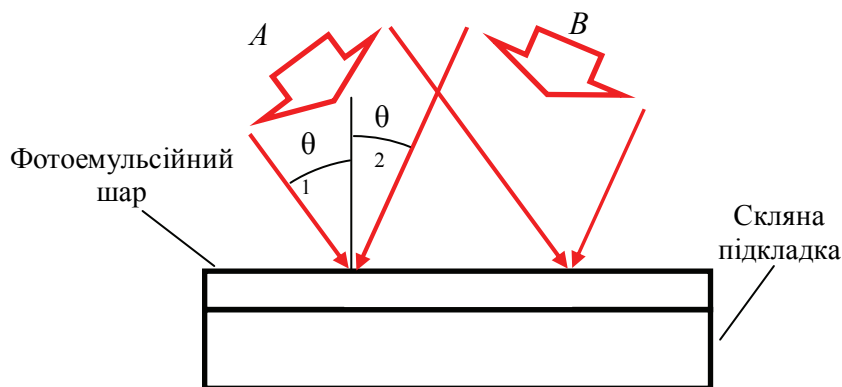


Рис. 9.5. Схема інтерференційного запису на фотопластинці хвильових фронтів когерентних світлових хвиль A та B

За симетричного падіння таких хвиль відносно перпендикуляра до поверхні, поставленого у точці падіння, формула (9.4) спрощується до

$$d = \frac{\lambda}{2 \sin \theta}. \quad (9.5)$$

Зауважмо, що у природі не існує монохроматичних хвиль, а те, що генерує найбільше монохроматичне джерело світла – одночастотний газовий лазер, – насправді є квазімонохроматичною хвилею з монохроматичністю $\Delta\nu/\nu = 10^{-15}$. Зазвичай подібні й навіть більші відхилення від монохроматичності майже завжди залишаються непоміченими в експериментах, що дозволяє вважати такі хвилі монохроматичними.

Інтерференція від двох однотипних лазерів може спостерігатися за умови жорсткої взаємної прив'язки їх частот випромінювання засобами автоматичного регулювання. В інтерферометрії та голографії когерентні хвилі утворюють двома методами (рис. 9.6):

- поділом амплітуди хвилі;
- поділом хвильового фронту.

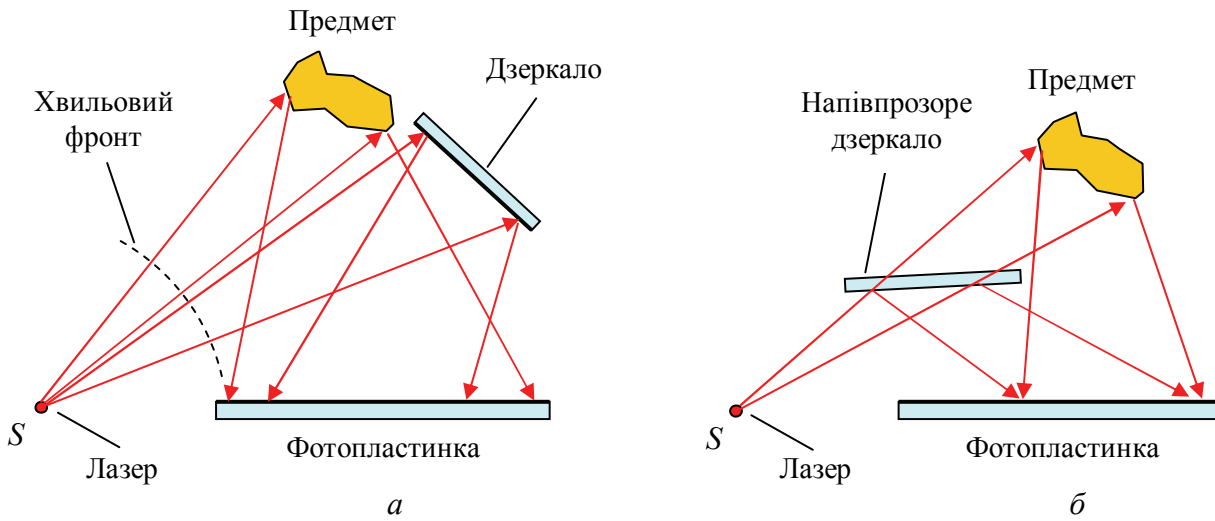


Рис. 9.6. Схеми запису голограм методом поділу хвильового фронту (а) та методом поділу амплітуди хвилі (б)

Плоску монохроматичну хвилю можна описати комплексною векторною величиною

$$\hat{\mathbf{E}} = \mathbf{E}_0 \exp(i\varphi) \exp(i2\pi\nu t),$$

де \mathbf{E}_0 – векторна амплітуда (максимальний за модулем вектор напруженості електричного поля світлової хвилі); φ – фаза; ν – частота цієї хвилі. У разі стаціонарної інтерференції швидкозмінний фазовий множник $\exp(i2\pi\nu t)$ буде наявний у всіх доданках математичних виразів та рівнянь, що описують інтерференційну картину, тому на нього можна скоротити ці вирази та рівняння, а ще краще – зразу ж його позбутися. Величина $\hat{\mathbf{E}}_0 = \mathbf{E}_0 \exp(i\varphi)$ – це комплексна векторна амплітуда хвилі (знаком « $\hat{}$ » над символом позначатимемо комплексну величину). На першому етапі знаходження виразу для інтенсивності інтерференційної картини напрямок хвиль враховувати не будемо і це дає змогу користуватися скалярною величиною – комплексною амплітудою $\hat{E}_0 = E_0 \exp(i\varphi)$, де E_0 – скалярна амплітуда хвилі.

Надалі ці позначення будемо застосовувати до двох хвиль, приміром, хвиль A та B , тому відійдемо від звичного позначення напруженості електричного поля літерою E й покажемо на прикладі хвилі A які позначення використовуватимемо: $\bar{\mathbf{a}}$ – комплексна векторна амплітуда, \mathbf{a} – векторна амплітуда, \bar{a} – комплексна амплітуда; a – скалярна амплітуда.

Нехай на екран падають під кутами θ_A та θ_B дві плоскі когерентні хвилі з комплексними амплітудами $\bar{a} = a \exp(i\varphi_A)$ та $\bar{b} = b \exp(i\varphi_B)$. Для знаходження інтенсивності інтерференційної картини, утвореної цими хвилями, спочатку треба скласти їх комплексні амплітуди, а потім отриману сумарну амплітуду перемножити з її комплексно спряженим значенням:

$$I = (\bar{a} + \bar{b})(\bar{a} + \bar{b})^* = \bar{a}\bar{a}^* + \bar{b}\bar{b}^* + \bar{a}\bar{b}^* + \bar{a}^*\bar{b} = a^2 + b^2 + \bar{a}\bar{b}^* + \bar{a}^*\bar{b}.$$

Перші два члени у цьому виразі – це просто інтенсивності змішуваних хвиль, а саме $I_A = a^2$, $I_B = b^2$. Якби хвилі були некогерентними, то освітленість екрана визначалася б тільки сумою цих інтенсивностей, а так ця сума відповідає деякому сталому (середньому) рівню інтенсивності, навколо якого і відбувається інтерференційне коливання інтенсивності, описуване сумою $\bar{a}\bar{b}^* + \bar{a}^*\bar{b}$. Після наступного перетворення формули для інтенсивності отримуємо вираз

$$\begin{aligned} I &= I_A + I_B + ab \left\{ \exp[i(\varphi_A - \varphi_B)] + \exp[-i(\varphi_A - \varphi_B)] \right\} = \\ &= 2ab \cos(\varphi_A - \varphi_B) = I_A + I_B + 2\sqrt{I_A I_B} \cos(\varphi_A - \varphi_B). \end{aligned} \quad (9.6)$$

Для знаходження фаз обох хвиль потрібно врахувати їх напрямки поширення, подані у цьому випадку кутами падіння θ_A та θ_B .

Приклад 9.2. Дві плоскі хвилі A та B завдовжки λ падають на вісь X під кутами θ_A та $-\theta_B$ (рис. 9.7). Знайти залежність різниці фаз цих хвиль від координати x .

Нехай у точці O міститься початок координат осі X , а точка C має координату x . У хвилі A шлях хвильового фронту FO від точки O до точки C дорівнює $CF = CO \cdot \sin \theta_A = x \cdot \sin \theta_A$. Фаза хвилі A змінюється уздовж осі X як

$$\varphi_A(x) = \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \theta_A.$$

У хвилі B шлях хвильового фронту CF від точки C до точки O знаходимо як $DO = CO \cdot \sin(-\theta_B) = -x \cdot \sin \theta_B$. Фаза хвилі B змінюється уздовж осі X як

$$\varphi_B(x) = \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \theta_B, \text{ оскільки фронт хвилі } B \text{ рухається назустріч фронту хвилі } A$$

і фаза у напрямку осі X зменшується.

Шукана залежність різниці фаз цих хвиль від координати x має вигляд

$$\varphi_A - \varphi_B = \frac{2\pi}{\lambda} x (\sin \theta_A - \sin \theta_B) = kx (\sin \theta_A - \sin \theta_B), \quad (9.7)$$

де $k = 2\pi/\lambda$ – хвильове число.

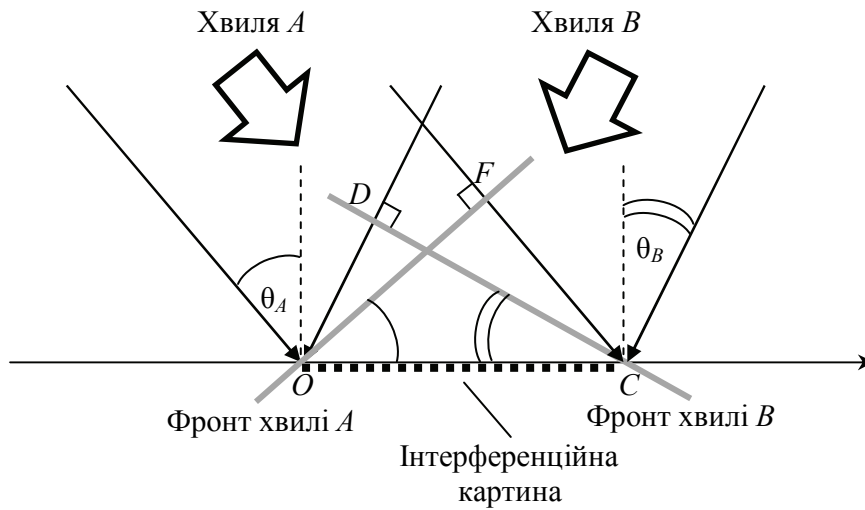


Рис. 9.7. Інтерференція двох плоских хвиль

З урахуванням співвідношення для фаз (9.7) інтенсивність інтерференційної картини набуде вигляду

$$I = I_A + I_B + 2\sqrt{I_A I_B} \cos[kx(\sin \theta_A - \sin \theta_B)]. \quad (9.8)$$

Період інтерференційної картини d знайдемо, виходячи з того, що косинус є періодичною функцією з періодом 2π :

$$\frac{2\pi}{\lambda} d (\sin \theta_A - \sin \theta_B) = 2\pi,$$

звідки отримаємо згадану вище формулу (9.4):

$$d = \frac{\lambda}{\sin \theta_A - \sin \theta_B}.$$

Із точністю приблизно 1 % для $\theta_A < 15^\circ$ та $\theta_B < 15^\circ$ можна вважати, що $\sin \theta_A \approx \theta_A$ та $\sin \theta_B \approx \theta_B$; тоді співвідношення (9.4) та (9.5) перетворюються відповідно у

$$d = \frac{\lambda}{\theta_1 - \theta_2}$$

та

$$d = \frac{\lambda}{2\theta}.$$

Інтерференційний член у формулі (9.6) порівнює фази обох хвиль. Будь-яку з цих хвиль можна вважати опорною і відносно її хвильового фронту вести відлік фаз іншої (предметної) хвилі, але очевидною є перевага відліку фаз від плоского або сферичного хвильового фронту,

особливо з огляду на простоту відтворення голограми хвилею з таким фронтом. Відлік (порівняння) фаз відбувається за інтерференції хвиль на екрані й проявляється у величині відносного зміщення інтерференційних смуг. Так записується на голограмі просторовий розподіл фази предметної хвилі – її хвильовий фронт.

Приклад 9.3. На вхід інтерферометра Маха–Цендера спрямовується плоска хвиля завдовжки λ . Вихідне дзеркало інтерферометра трохи нахилене відносно інших (паралельних) дзеркал, так що на екрані спостерігають вертикальні паралельні інтерференційні смуги з періодом d . Які зміни стануться в інтерференційній картині, якщо верхню половину апертури вимірювального плеча інтерферометра перекрити: а) $\lambda/4$ -пластинкою; б) $\lambda/2$ -пластинкою?

Якщо знехтувати дифракцією на краю плоскопаралельної пластинки та відбиттям від її поверхонь, то можна вважати, що пластинка – це фазовий об'єкт, розміщення якого у предметній хвилі змінює тільки її фазу. Для $\lambda/4$ -пластинки фаза змінюється на $\pi/2$, а для $\lambda/2$ -пластинки – на π . Затримка частини предметної хвилі на $\lambda/4$ викличе паралельний зсув верхньої частини інтерференційної картини на чверть її періоду ($d/4$), а затримка на $\lambda/2$ – зсув смуг на $d/2$.

Голограми записують зазвичай на фотопластинках. Для того, щоб досягти пропорційності між амплітудним пропусканням голограми t_H та експозицією $I \cdot t$, а отже, й інтенсивністю інтерференційної картини I , Габору для його осьової схеми запису голограми ($\theta_A \approx 0$, $\theta_B = 0$) довелося з негативної голограми робити позитив. Для позаосьових схем запису потреби у цьому немає і негативна голограма відтворює позитивне зображення.

Нехай хвиля A є опорною, а хвиля B – предметною. Якщо відтворення голограми здійснювати хвилею, комплексно спряженою з опорною, тобто хвилею з комплексною амплітудою $\bar{a}^* = a \exp(-i\varphi_A)$, яка має ті ж параметри, що й опорна, але поширюється у зустрічному напрямку, відбувається ніби зміна напрямку часу в голографічному процесі й за голограмою опорна і предметна хвилі поширюються у зворотних напрямках. Якщо освітлену точку (невелику ділянку на поверхні) предмета розглядати за принципом Гюйгенса–Френеля як вторинне джерело світла, то можна сказати, що з усіх точок голограми виходять елементарні плоскі хвилі, які сходяться в це точкове джерело. Так само елементарні плоскі хвилі, відтворені голограмою, сходяться і в усі інші точки освітленої поверхні предмета.

Після фотохімічного оброблення фотопластинки, експонованої інтерференційною картиною, отримуємо голограму з амплітудним пропусканням $t_H = K_s (a^2 + b^2 + \bar{a}\bar{b}^* + \bar{a}^* \bar{b})$, де K_s – коефіцієнт пропорційності, пов'язаний з чутливістю фотопластинки. Амплітудне пропускання голограми t_H пов'язане з пропусканням за інтенсивністю T_H співвідношенням $T_H = t_H^2$. У разі освітлення голограми хвилею з амплітудою \bar{a} комплексна амплітуда відтвореного за голограмою світлового поля описується виразом

$$t_H \bar{a} = K_s (a^2 + b^2 + \bar{a}\bar{b}^* + \bar{a}^* \bar{b}) \bar{a} = K_s (a^2 + b^2) \bar{a} + K_s \bar{a}\bar{a}\bar{b}^* + K_s a^2 \bar{b}.$$

Перший член у цьому виразі описує опорну хвилю. Другий член подає предметну хвилю, яка сходиться (у збіжних променях) від голограми на поверхні дійсного об'ємного зображення предмета і це зображення розміщене з боку спостерігача, причому його переріз можна спостерігати на екрані. Третій член також описує предметну хвилю, але ця хвиля формується у розбіжних променях і уявне об'ємне зображення перебуває там, де був предмет, причому об'ємне зображення можна спостерігати очима і, змінюючи напрямок спостереження, бачити різні ракурси предмета (рис. 9.8).

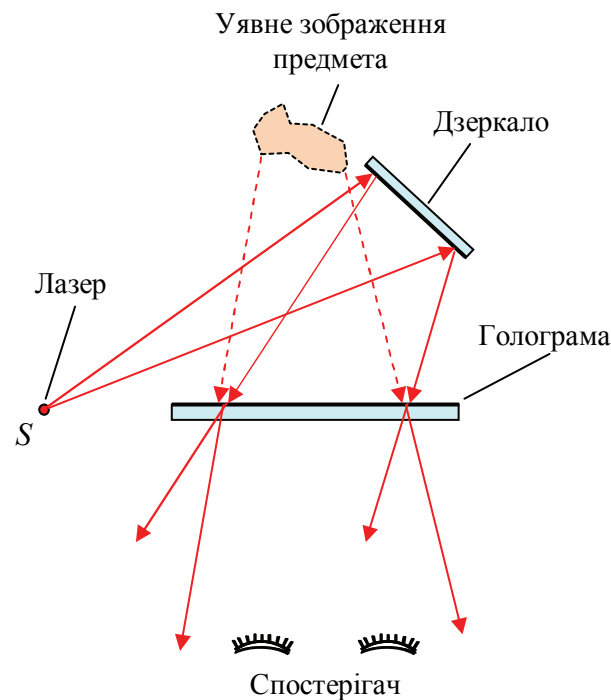


Рис. 9.8. Схема відтворення голограми, записаної за схемою рис. 9.4, а, опорною хвилею цієї ж схеми, та формування уявного об'ємного зображення на місці розміщення предмета

9.3. Голографічні схеми

Осьова голографія. Для запису першої голограми (рис. 9.9) Габор покращив часову когерентність випромінювання ртутної дугової лампи, виділивши за допомогою вузькосмугового інтерференційного світлофільтра частину спектра інтенсивної зеленої лінії з $\lambda = 546,1$ нм та завширшки $\Delta\lambda = 5$ нм. Для збільшення просторової когерентності Габор пропустив сфокусоване випромінювання через діафрагму діаметром $d \approx 1$ мкм. Навіть при тому, що випромінювальна здатність ртутної лампи сягає 1 Вт/мм^2 , після фільтрації потужність сформованого таким чином когерентного джерела випромінювання зменшилася до 1 мкВт .

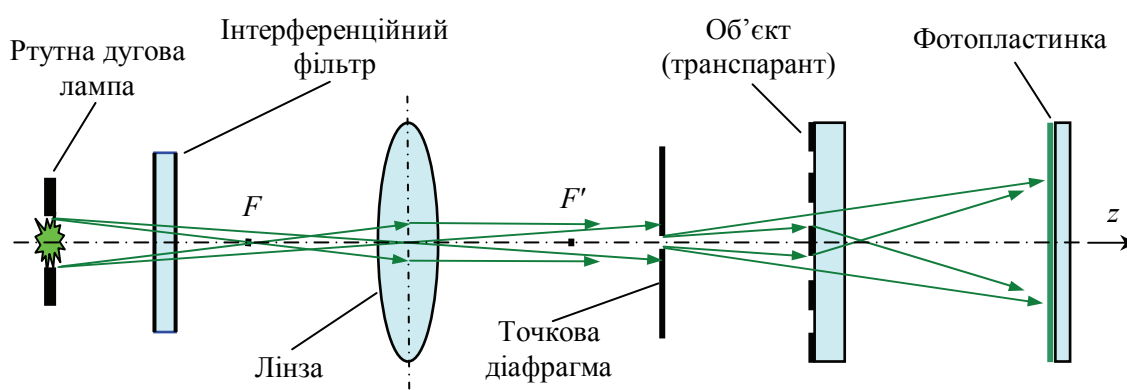


Рис. 9.9. Проведений Габором синтез квазікогерентного джерела випромінювання для запису осьової голограми

За такої когерентності випромінювання голограму можна було записати лише за осьовою схемою, коли опорна і предметна хвилі проходять майже однаковий шлях, йдучи під невеликими кутами до осі схеми. Опорна хвиля проходить без відхилення крізь прозорий об'єкт (транспарант – скляну пластину з нанесеним рисунком, чи слайд, чи розподіл мікрочастинок у прозорому середовищі, тобто об'єкт, який пропускає принаймні 80 % світла). Предметна хвиля утворюється за рахунок дифракції осьової хвилі на неоднорідностях об'єкта і надходить на фотопластинку з невеликою різницею ходу по відношенню до опорної хвилі, причому різниця ходу предметної та опорної хвиль не перевищує довжини когерентності L_{coh} синтезованого Габором квазімонохроматичного джерела випромінювання. У результаті змішування предметної та опорної хвиль утворюється інтерференційна картина, яка і записується на фотопластинці.

Під час відтворення голограми Габора на осі формуються одночасно два зображення – уявне та дійсне; дійсне зображення, розміщене далі від голограми та симетричне відносно джерела випромінювання. Коли спостерігач, який дивиться вздовж оптичної осі голограми, розглядає уявне зображення, йому заважають осьові світлові потоки від розмитого дійсного зображення і відтворювальної хвилі (рис. 9.10).

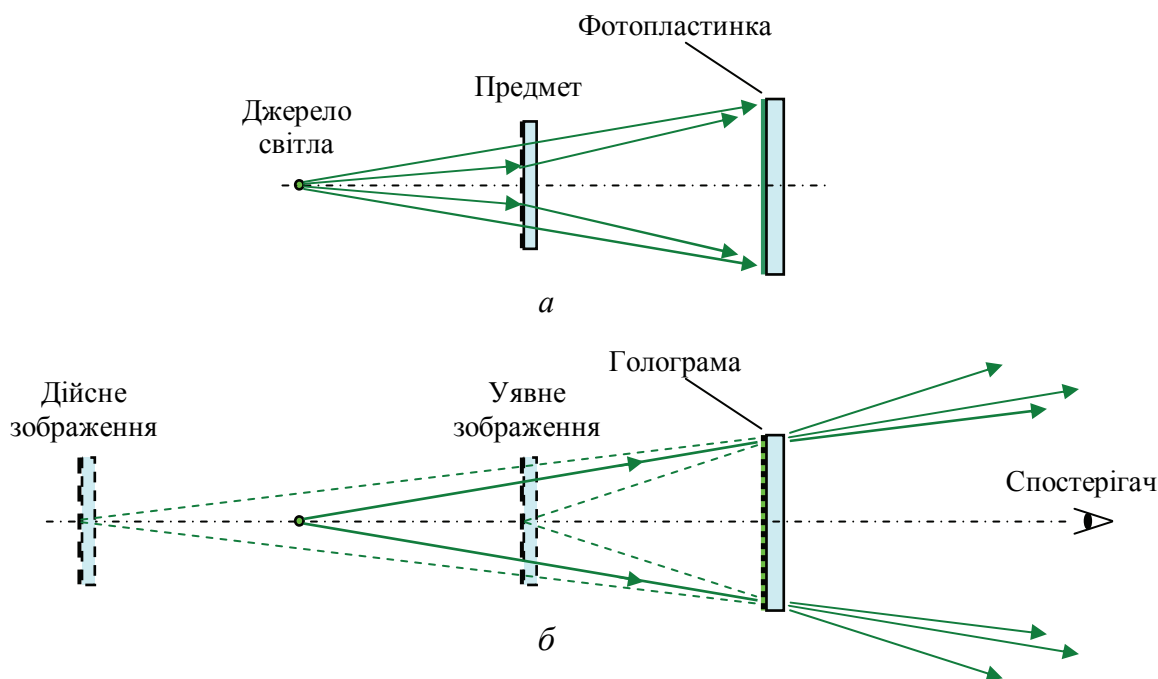


Рис. 9.10. Розміщення предмета під час запису осьової голограми (а) та його зображень під час відтворення голограми (б)

Позаосьова голографія. Схема позаосьової голографії Лейта–Упатнієкса продемонструвала унікальні можливості голографії записувати та відтворювати лазерним випромінюванням об’ємні зображення будь-яких предметів, а не тільки прозорих, як цього вимагала осьова схема Габора. З появою у лабораторіях на початку 60-х років XX ст. гелій-неонових лазерів стало можливим знімати голограми з досить великих непрозорих об’єктів, з різноманітних статуєток, значків, монет, і на цих об’єктах фізики удосконалювали технологічні аспекти голографії й урізноманітнювали оптичні схеми [35–37].

Два американських радіоінженери Еммет Лейт та Юріс Упатнієкс у 1964 р. продемонстрували перші у світі об’ємні голограми. За аналогією з принципом односмугової модуляції, відомим у техніці радіозв’язку з 1915 р., дослідники під час запису голограми змішали інформаційний оптичний сигнал з порівняно низькочастотним спектром просторових частот і оптичний сигнал несучої просторової частоти,

більшої за максимальну частоту інформаційного сигналу, тобто змішали предметну хвилю, яка падала на фотопластинку перпендикулярно, з похилою опорною хвилею. Під час відтворення голограми опорна хвиля не заважала спостерігати записане зображення, як це відбувалося у схемі Габора, оскільки хвилі поширюються під кутом одна до одної.

Одну з можливих схем позаосьової голографії показано на рис. 9.11. Її особливістю є те, що предметна хвиля спрямовується вздовж осі оптичної системи (перпендикулярно фотопластинці), а інша – під кутом до неї. У такій схемі виникає значна різниця оптичних шляхів опорної та предметної хвиль, тому за допомогою додаткових дзеркал цю різницю роблять меншою за довжину когерентності випромінювання (5–30 см для гелій-неонового лазера).

Голограму, зняту за схемою рис. 9.11, називають *френелівською*, щоб підкреслити, що на фотопластинці записується дифракційна картина Френеля. Різновидами позаосьової голографії є голографія Фраунгофера з використанням лінзи у предметному пучку і похилого опорного пучка з плоским фронтом, голографія Фур'є з розміщенням у передній фокальній площині лінзи предмета та точкового опорного джерела світла, а також голографія сфокусованих зображень.

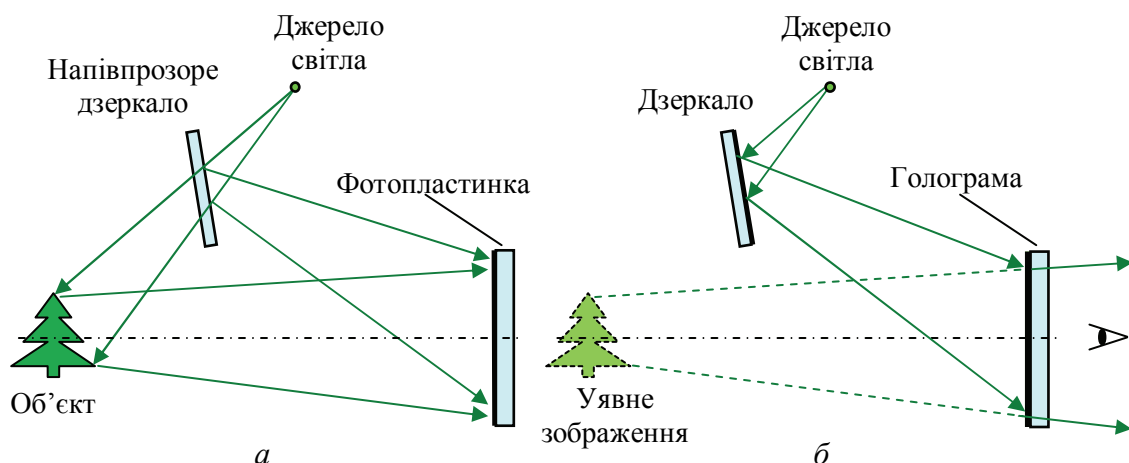


Рис. 9.11. Схеми запису (а) та відтворення (б) позаосьової голограми
Лейта–Упатнієкса

Голографія сфокусованих зображень. Це єдиний вид голографії, де за допомогою лінзи на фотопластинці формується фотографічне зображення предмета. Відмінність від фотографії полягає у підсвічуванні фотопластинки опорною хвилею, когерентною із предметною (рис. 9.12). При відтворенні такої голограми навіть білим світлом спостерігається

об'ємне зображення предмета, частково дійсне, частково уявне, розташоване частково перед голограмою, а частково – за, причому з віддаленням від площини голограми на декілька міліметрів зображення стає розмитим.

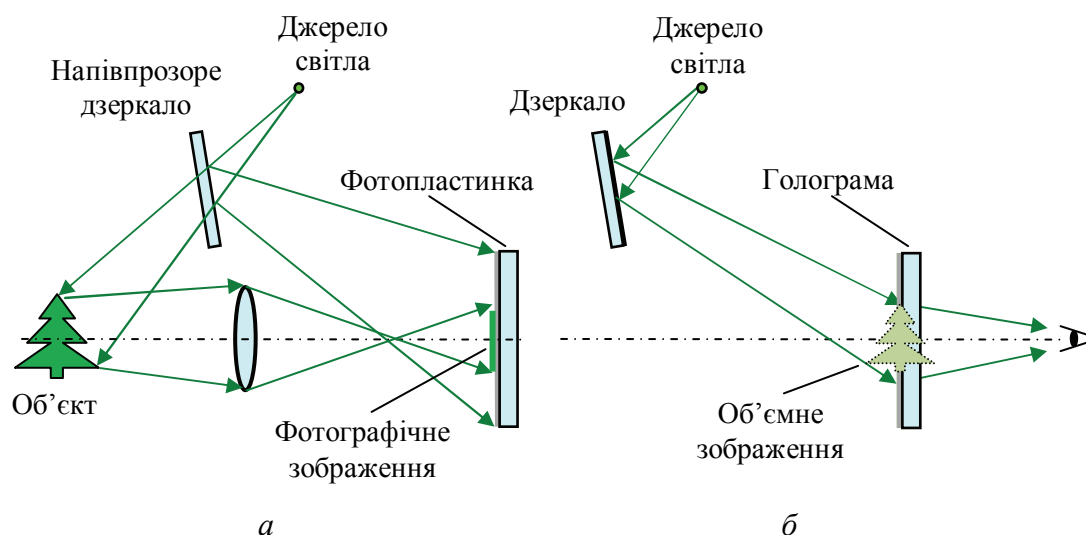


Рис. 9.12. Схеми запису (а) та відтворення (б) голограми сфокусованих зображень

Властивості голограми сфокусованих зображень, а саме відтворюваність у білому світлі й можливість тиражування, використані в технології захисних райдужних голограм.

Райдужна голографія. У первісному вигляді процес запису райдужної голограми складався з двох етапів: 1) зйомки френелівської голограми і 2) зйомки голограми сфокусованого зображення, відтвореного френелівською голограмою (рис. 9.13). Згодом ці два етапи звели в один, що значно ускладнило оптичну схему, тому принцип запису райдужної розглянемо за традиційною схемою [38].

На першому етапі знімають френелівську голограму об'єкта з протяжністю вздовж оптичної осі 1–2 см. На другому етапі френелівську голограму закривають щілинною маскою зі щілиною завширшки декілька міліметрів та завдовжки як пластинка (щілина лежить у площині оптичної схеми, показаної на рис. 9.13, б). Освітлюючи сформовану у такий спосіб вузьку горизонтальну смужку френелівської голограми, отримують на фотопластинці дійсне зображення предмета, яке під час когерентного підсвічування опорним пучком дозволяє записати райдужну голограму. Фактично на другому етапі записується голограма

сфокусованого зображення, тільки зображення предмета формується не лінзою, а френелівською голограмою.

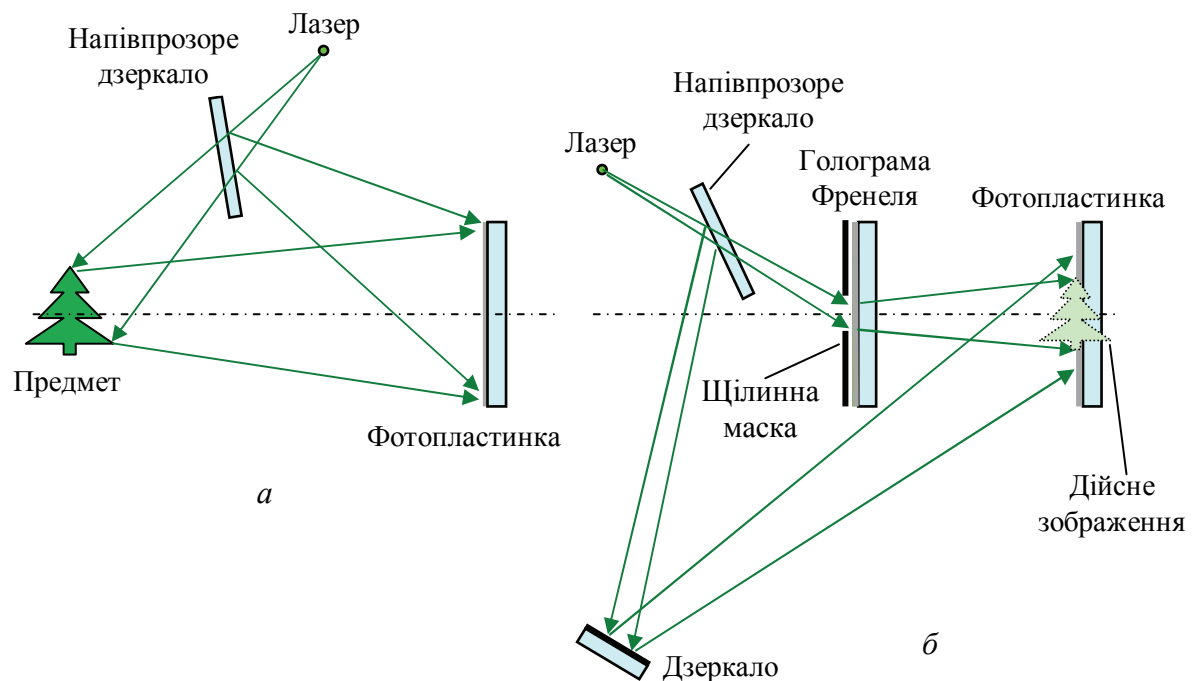


Рис. 9.13. Два етапи запису райдужної голограми: етап запису френелівської голограми (а) та етап запису голограми сфокусованого зображення, відтвореного френелівською голограмою (б)

Райдужною ця голограма стає завдяки щілині: за відтворення райдужної голограми монохроматичним світлом зображення предмета видно ніби крізь щілину; відтворення голограми білим світлом викликає появу множини зображень предмета, що розходяться у вертикальній площині під різними кутами й мають різні кольори (подібно до променів з кольорами райдуги, які виникають при розкладанні білого світла призмкою чи дифракційними ґратами). Коли спостерігач повертає голограму навколо її горизонтальної осі, яка збігається із площиною голограми, він бачить, що колір зображення плавно змінюється.

Ще однією цікавою особливістю райдужної голограми є її здатність утворювати яскраві зображення навіть за невеликої освітленості. Для того, щоб така голограма працювала не на пропускання, а на відбиття, до голографічного шару має прилягати дзеркальний шар.

Завдяки зазначеним властивостям райдужні голограми широко використовують як захисні елементи цінних паперів, документів, етикеток деяких виробів тощо.

Фур'є-голографія. Якщо у передній фокальній площині лінзи розмістити плоский предмет, наприклад транспарант, й освітити його паралельним лазерним пучком, то у задній фокальній площині (на фокусній відстані f) сформується фур'є-образ предмета, який на екрані виглядатиме зовсім не так, як зображення предмета.

Фур'є-голограмою називають фур'є-образ предмета, записаний за допомогою плоскої опорної хвилі, спрямованої під кутом до оптичної осі системи (рис. 9.14). Фактично фур'є-голограма є результатом накладання двох фур'є-образів – предмета та точкового джерела світла. У цьому разі амплітудне пропускання предмета описане функцією $a(x_1, y_1)$, а амплітудне пропускання освітленого точкового отвору, який виконує роль точкового джерела світла, дельта-функцією $\delta(x_1, y_1 + b)$. Для однієї дійсної змінної ця функція задається як

$$\delta(x) = \begin{cases} +\infty, & x = 0 \\ 0, & x \neq 0 \end{cases}, \text{ причому } \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x) dx = 1.$$

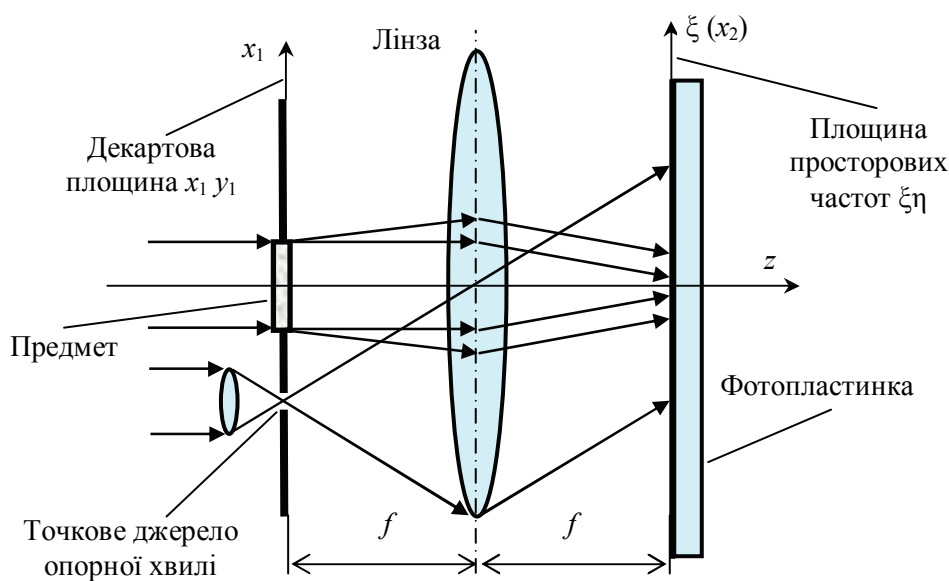


Рис. 9.14. Схема запису фур'є-голограми

Фур'є-голограми та її відтворення здійснюють за допомогою лінзи. Під час запису лінза здійснює пряме перетворення Фур'є від вхідного образу $a(x_1, y_1)$:

$$A(\xi, \eta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(x_1, y_1) \exp[i2\pi(\xi x_1 + \eta y_1)] dx_1 dy_1, \quad (9.9)$$

де ξ, η – просторові частоти, $\xi = \frac{x_2}{\lambda f}$, $\eta = \frac{y_2}{\lambda f}$. Площину, в якій формується фур'є-образ $A(\xi, \eta)$, називають площиною просторових частот.

Відтворюючи фур'є-голограму, лінза виконує зворотне перетворення фур'є-образу, записаного на голограмі:

$$a(x_2, y_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \int \bar{A}(\xi, \eta) \exp[-i2\pi(\xi x_2 + \eta y_2)] d\xi d\eta. \quad (9.10)$$

На екрані спостерігаються два дійсних зображення предмета – пряме та перевернуте (рис. 9.15).

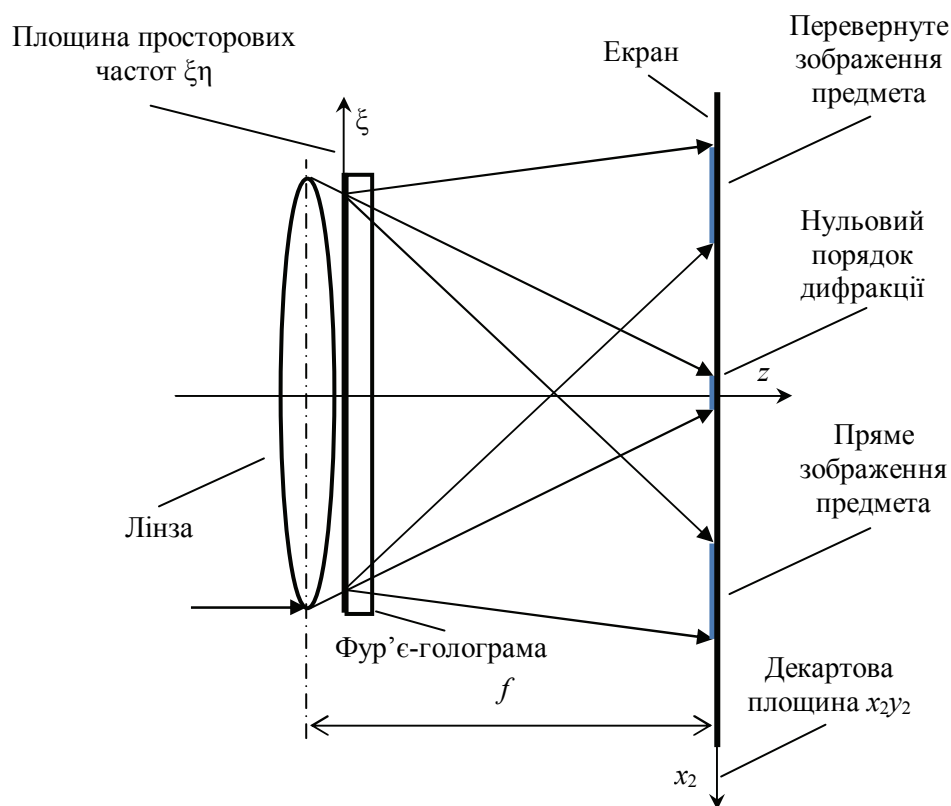


Рис. 9.15. Схема відтворення фур'є-голограмою двох дійсних зображень

Формули (9.9) та (9.10) стали основою математичного апарату оптичного оброблення інформації, зокрема, оптичної фільтрації зображень та голографічного розпізнавання образів, про які йтиметься у розд. 11.

Особливістю фур'є-голограми є те, що у разі її переміщення у поперечному напрямку відносно відновлювального пучка зображення предмета залишається нерухомим. Цю властивість використовують у голографічному кінематографі, реалізувати який вчені намагаються вже понад сорок років, хоча перший 30-секундний монохромний

голографічний фільм радянські фізики продемонстрували на міжнародному конгресі у Москві ще у 1976 р. [39].

Кольорова фотографія Ліпмана та голографія Денисюка. Голографія Денисюка – це єдиний вид голографії, де зйомка голограми відбувається у зустрічних пучках. Пучності стоячої хвилі, які записуються на фотопластинці, майже паралельні площині фотопластинки, і всередині фотоемульсії формуються об’ємні дифракційні ґрати, подібні до тих, які виникають під час запису кольорової фотографії Ліпмана.

У 1962 р. інтерференційний принцип кольорової фотографії Ліпмана стали застосовувати у методі запису голограм у зустрічних пучках, запропонованому радянським фізиком Юрієм Денисюком [40]. Але якщо Ліпману вдалося за допомогою об’ємних дифракційних ґрат записати та відтворити кольорове зображення предмета, то Денисюк, замінивши у схемі Ліпмана ртутне дзеркало опорною хвилею, когерентною з предметною, зміг записати та відтворити об’ємне зображення предмета.

Якщо кольорове зображення сфокусувати на поверхні плоского дзеркала, то унаслідок накладення світлових хвиль, падаючої та відбитої, утворюється стояча хвиля (рис. 9.16). При цьому червоний елемент зображення утворює локальну стоячу хвилю із просторовим періодом $\lambda_R/2$, зелений – з періодом $\lambda_G/2$, а синій – з періодом $\lambda_B/2$. Для запису такої стоячої хвилі Ліпман виготовив дрібнозернисту фотоемульсію AgBr, яку вилив досить товстим шаром на плоске ртутне дзеркало. Після затвердіння фотоемульсії Ліпман записав на ній кольорове зображення і проявив її.

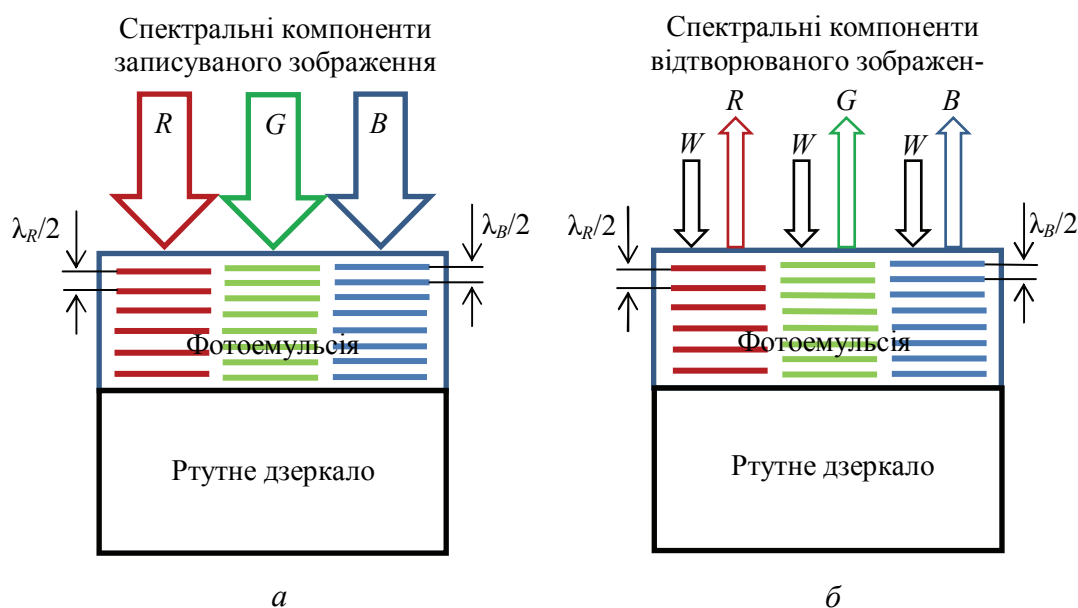


Рис. 9.16. Запис та відтворення кольорової фотографії Ліпмана (R, G, B, W – відповідно червоне, зелене, синє та біле світло)

Після проявлення на місці записаних пучностей стоячої хвилі у товстому шарі фотоемulsії утворився ряд дуже тонких напівпрозорих шарів срібла – срібних дзеркальних площин, розміщених відповідно до кольору елементів зображення на відстані $\lambda_R/2$, $\lambda_G/2$ та $\lambda_B/2$ одна від одної. Освітлення фотографії Ліпмана білим світлом приводить до того, що з усього спектра білого світла від червоної системи срібних дзеркальних площин відбивається у фазі тільки червона компонента спектра, від зеленої системи – зелена компонента, а від синьої – синя. Відбиття від системи срібних площин компоненти білого світла, відмінної від тієї, що їх записувала, відбувається не у фазі. Деструктивна інтерференція парціальних пучків, відбитих від кожної зі срібних площин, просто приглушує чужу компоненту.

На рис. 9.17 зображено схему запису голограми Денисюка, яку ще називають відбивальною голограмою, тому що відтворення зображення відбувається унаслідок відбиття світла від об'ємних дифракційних ґрат голограми.

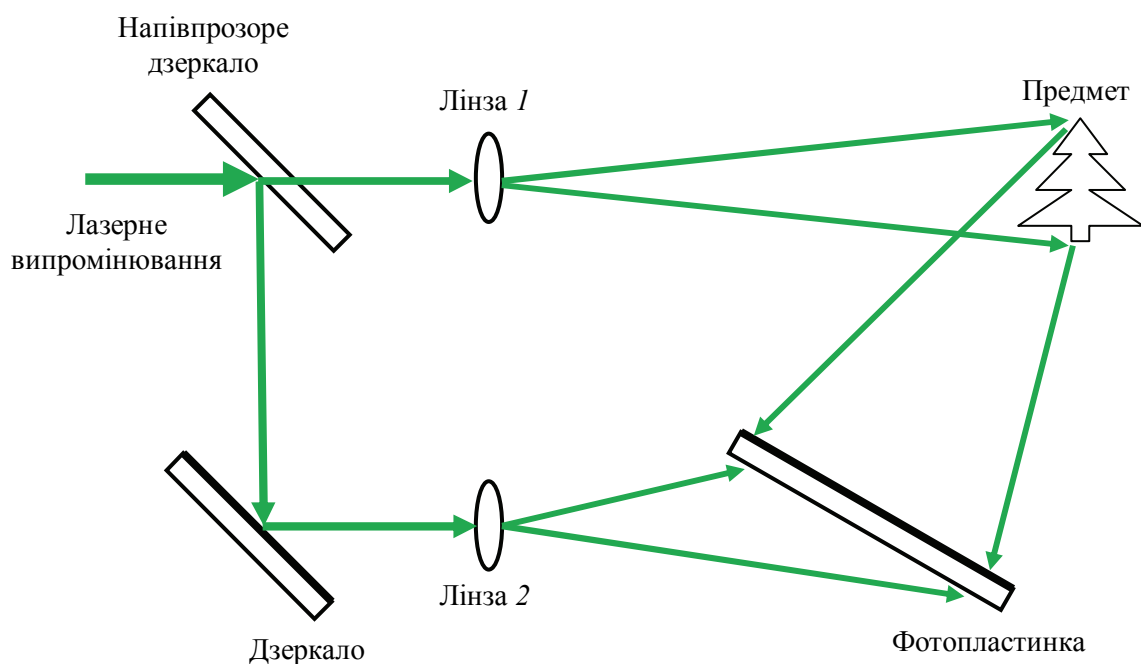


Рис. 9.17. Схема запису голограми Денисюка

І в кольоровій фотографії Ліпмана, і в голографії Денисюка носієм інформації про предмет є стояча хвиля, пучності якої записують у фоточутливому матеріалі у вигляді об'ємних дифракційних ґрат. Спектральна селективність таких ґрат, тобто відбиття ґратами тільки такого ж за спектром світла, яке їх записувало, дозволяє відтворювати і кольорове, й об'ємне зображення білим світлом. Схему спостереження

об'ємного зображення, записаного на голограмі Денисюка, зображено на рис. 9.18. Для відтворення голограми придатне будь-яке яскраве квазіточкове джерело світла (лампа розжарювання із прозорою колбою, проектор, ліхтарик, Сонце). Розсіяне світло або світло люмінесцентних ламп та ламп із матовою колбою утворюють розмите зображення.

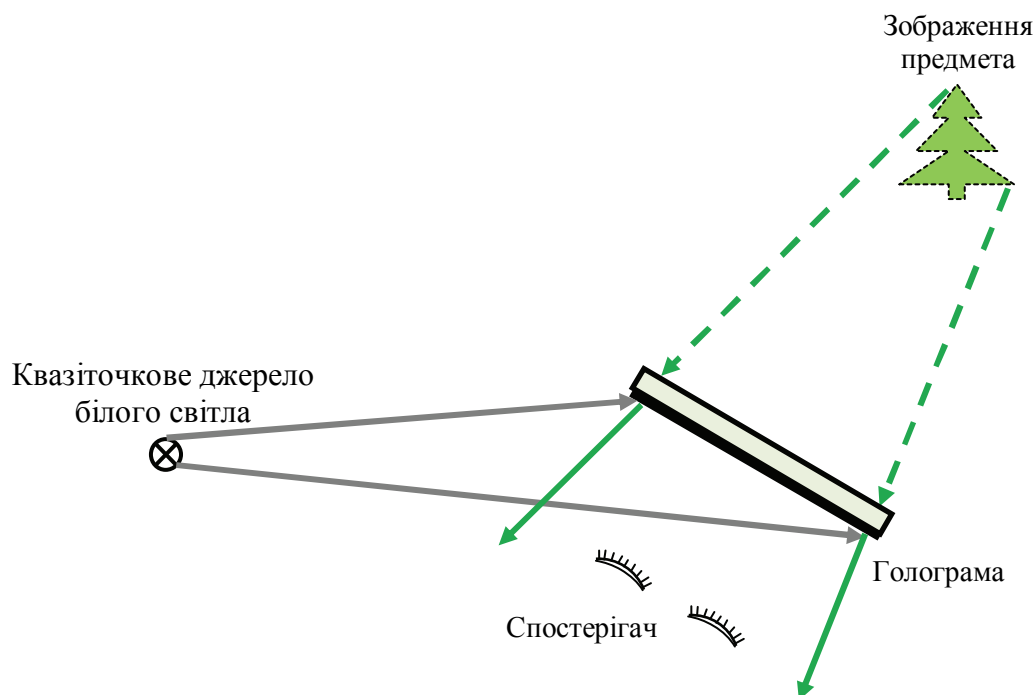


Рис. 9.18. Схема відтворення голограми Денисюка

Кольорову голограму Денисюка записують за допомогою лазерних пучків червоного, зеленого та синього кольору, кожний з яких записує у фотоматеріалі власні об'ємні ґрати. Жодний з наявних методів формування об'ємних зображень не може поки що конкурувати за якістю зображення з голографією Денисюка.

Відбивальні голограми широко застосовують для створення віртуальних об'ємних копій музейних експонатів, для захисту цінних паперів та документів, виготовлення етикеток до фірмових товарів, для наукових досліджень.

Інтегральна фотографія Ліпмана та мультиплексна голографія. Цікаві можливості для створення ефектних голограм відкриває мультиплексна голографія, яка є поєднанням фотографічного та голографічного методів запису зображень. Цінною властивістю багаторакурсних голограм є те, що оптичний образ предмета створює множина

фотографічних знімків-слайдів, знятих за звичайного некогерентного освітлення. Кожний слайд відображає певний ракурс предмета.

У 1908 р. Г. Ліпман розробив метод інтегральної фотографії, який дозволяв записувати та відтворювати квазіоб'ємне зображення. Від справді об'ємного зображення квазіоб'ємне відрізняється тим, що складається із множини плоских фотознімків предмета, знятих з різних точок (ракурсів).

Зорова система людини побудована таким чином, що уявлення про просторове розташування предметів та їх деталей у людини формується мозком на основі двох квазіплоских зображень, які кришталіки очей утворюють на своїх сітківках. Відстань до предмета зорова система оцінює за кутом сходження оптичних осей (конвергенцією) очей на предметі та за ступенем напруження очних м'язів. Інакше кажучи, для нерухомих очей повноцінний об'ємний образ не надто близького предмета можна створити за допомогою двох плоских зображень (стереопари), знятих через два об'єктиви за відстані 65 мм між їх оптичними осями (65 мм – середня відстань між центрами очних зіниць людини).

Такий стереоефект у глядача створюють у стереокінотеатрах та в деяких дисплеях, де ліве око бачить одну половину стереопари, а праве – іншу (завдяки окулярам зі світлофільтрами двох кольорів або поляризаційними фільтрами з ортогональними орієнтаціями осей пропускання або завдяки екрану дисплея із зубчастим профілем рельєфу).

Для запису множини ракурсних знімків Ліпман використав матрицю з невеличких отворів в екрані, кожний з яких (як і в камері-обскурі) формував на фотопластинці зображення певного ракурсу предмета. Для відтворення об'ємного зображення фотопластинка освітлювалась розсіяним світлом і об'ємне зображення спостерігалось крізь ту ж матрицю отворів.

Для реалізації можливості огляду об'ємного зображення предмета з усіх боків предмет бажано сфотографувати цифровою камерою 120 разів, змінюючи напрямок фотографування предмета через кожні 3° . Така кількість ракурсних знімків забезпечує під час спостереження об'ємного зображення предмета плавний перехід очей спостерігача з ракурсу на ракурс [29]. Ракурсні знімки, роздруковані лазерним принтером на прозорій плівці, використовують послідовно для запису вертикальних смужок складеної голограми (один ракурс – одна смужка). Схему запису такої складеної голограми зображено на рис. 9.19.

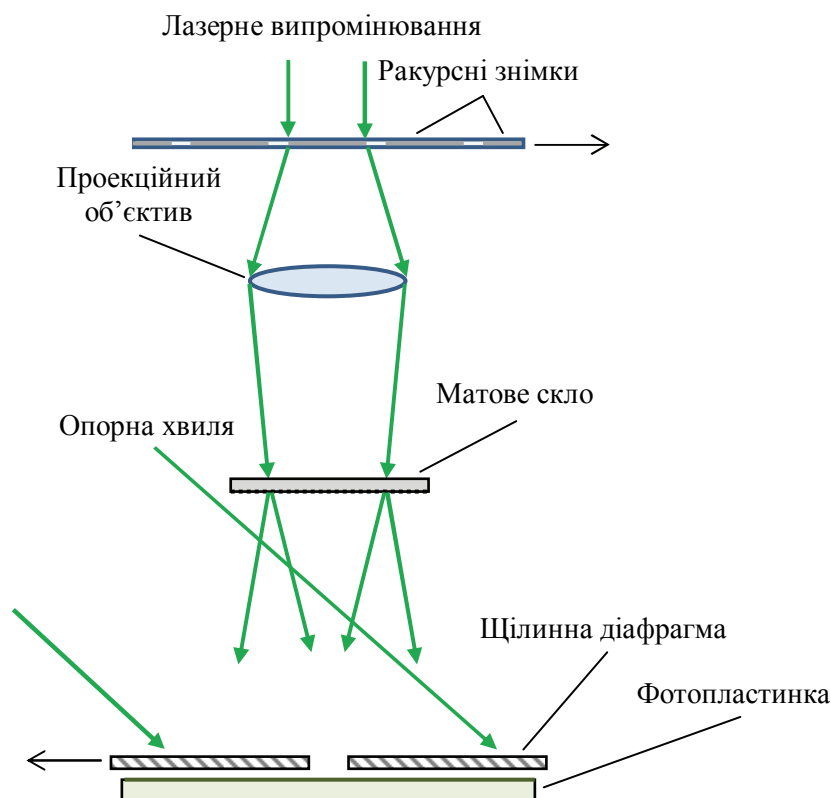


Рис. 9.19. Схема запису складеної голограми

9.4. Цифрова голографія

Цифрова голограма. Інтерференційна картина, яка утворюється на екрані внаслідок накладання предметної та опорної хвиль, має дуже дрібну структуру, невидиму неозброєним оком. Виняток – класична інтерферометрія, яка зазвичай має справу із прозорими об'єктами і в якій просторову частоту інтерференційної картини задають нахилом одного із дзеркал інтерферометра, наприклад, Майкельсона або Маха–Цендера. Найменшу просторову частоту ($200\text{--}300\text{ мм}^{-1}$) має голограма Габора, але на ній можна записати лише прозорі об'єкти з невеличкими непрозорими деталями. Голограми Френеля та Фур'є мають зазвичай просторові частоти понад 1000 мм^{-1} . Це означає, що для безпосереднього фотоприймання інтерференційної картини з частотою 1000 мм^{-1} розмір пікселя на матриці має бути приблизно 1 мкм , що для матриці площею 1 см^2 означає роздільну здатність 100 Мпікселей . Матриці з такою роздільною здатністю, щоправда більшої площі ($60\times 40\text{ мм}^2$), з'явилися у професійних цифрових камерах у 2015 р. Цифровий фотознімок голографічної інтерференційної картини називають *цифровою голограмою*.

У цифровій голографії повністю відсутній процес запису інтерференційної картини на фотоматеріал [41].

Цифрові голограми застосовують у мікроскопії та інтерферометрії.

Синтезована голограма. Якщо поверхню об'єкта описати математично, тобто задати форму поверхні та поверхневий розподіл спектрального коефіцієнта відбиття, а потім замінити поверхню множиною точкових розсіювачів, рівномірно розміщених на поверхні, то можна розрахувати в деякій точці на площині «запису» інтерференційної картини сумарну амплітуду та фазу предметної хвилі, сформованої внаслідок накладання множини елементарних сферичних хвиль, «генерованих» точковими розсіювачами. Для плоскої опорної хвилі можна розрахувати залежність фази від координати точки на площині; амплітуда опорної хвилі по всій площині буде однаковою. За цими даними стає можливим знайти поверхневий розподіл інтенсивності інтерференційної картини, який можна розглядати як аналогову математичну модель голограми. Якщо таку голограму роздрукувати лазерним принтером на прозорій плівці у збільшеному масштабі, а потім інтерференційну картину фотографічно зменшити, то під час освітлення зменшеної голограми лазерним пучком отримаємо відтворене об'ємне зображення об'єкта, реального або уявного. Голограму, інтерференційну картину якої було розраховано математично, називають *синтезованою* [35].

Для синтезу такої голограми зазвичай використовують фур'є-образ об'єкта, поданий у вигляді множини відліків, кожний з яких задає амплітуду та фазу фур'є-образу в певній точці майбутньої голограми [29]. Часто для спрощення амплітудне пропускання голограми беруть рівним одиниці або нулю, і тоді синтезовану голограму називають *бінарною*.

Розгляньмо, як синтезують голограму Фур'є. Нехай реєструвальним середовищем для запису голограми є тонка непрозора пластина з металу або пластмаси, а записуваний об'єкт має уздовж осі x_1 розмір x_{\max} (див. рис. 9.14). Площина просторових частот з віссю ξ є одночасно площиною декартових координат з відповідною віссю x_2 . Якщо випромінювання, для якого виконують розрахунок голограми, має довжину хвилі λ , а фокусна відстань лінзи, яка здійснює перетворення Фур'є, дорівнює f , то ці координати пов'язані співвідношенням $\xi = \frac{x_2}{\lambda f}$.

Поставимо на пластині уздовж осі ξ мітки з інтервалом $1/x_{\max}$, які слугуватимуть точками відліку фаз фур'є-образу (рис. 9.20, а). У точці A , де фази об'єктної та опорної хвиль збігаються, візьмемо $\varphi_A = 0$ й робимо перший отвір, площа якого має бути пропорційна амплітуді фур'є-образу в цій точці a_A . Центр першого отвору збігається з першою згори точкою відліку фаз. Наступний отвір (точка B) зміщуємо відносно другої точки відліку на величину, пропорційну фазі φ_B , й робимо отвір, площа якого пропорційна a_B , і т. д. Вибираючи коефіцієнти пропорційності для амплітуд та фаз у цьому процесі, задаємо масштаб збільшення інтерференційної картини. Сфотографувавши зі зменшенням готову пластину з отворами на фотопластинку, отримаємо цифрову голограму Фур'є; відтворити з неї зображення об'єкта можна за допомогою лінзи (рис. 9.20, б).

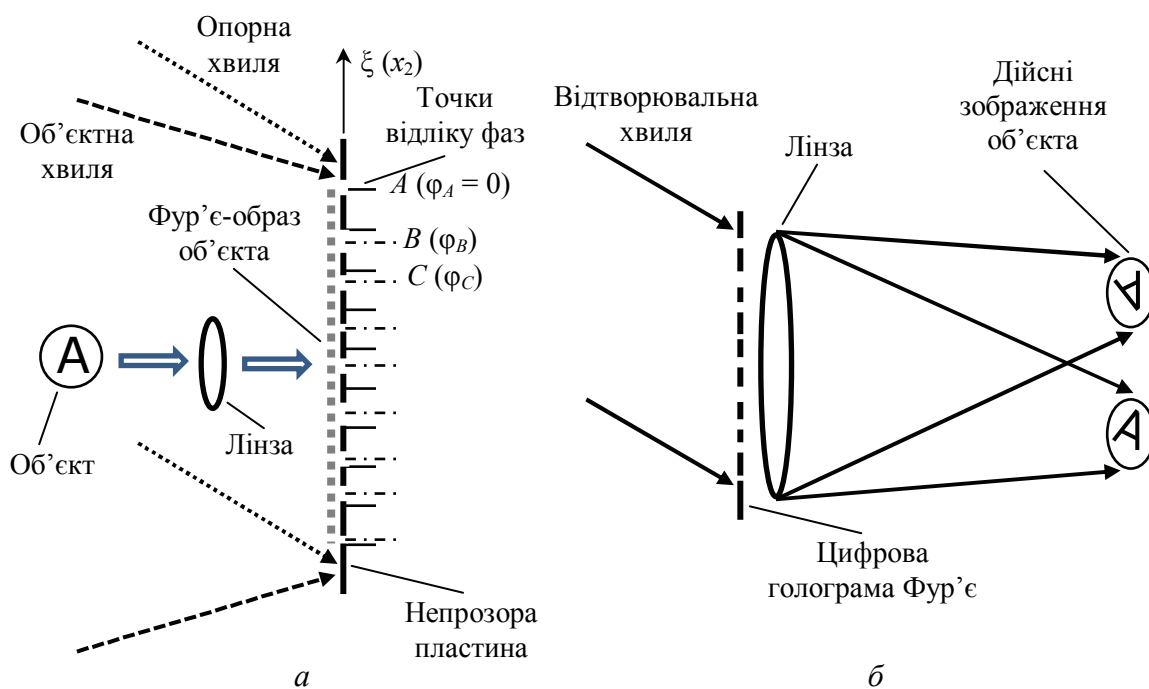


Рис. 9.20. Схема синтезу цифрової голограми Фур'є (а) та її відтворення (б)

Найбільш поширеними застосуваннями синтезованих голограм є просторова фільтрація, контроль асферичних оптичних поверхонь, відтворення зображень з неоптичних голограм (акустичних, радіолокаційних тощо) та візуалізація неіснуючих об'єктів.

9.5. Застосування голографії

Голографічна інтерферометрія. Традиційна оптична інтерферометрія ґрунтується на порівнянні фронтів двох хвиль – предметної та опорної – або двох предметних, які існують одночасно. З появою голографічної інтерферометрії з'явилися можливості, недосяжні для звичайної інтерферометрії [42]:

- інтерференція опорних та предметних хвиль, рознесених у просторі та часі;
- запис опорних та предметних хвиль під час експерименту, а спостереження їх інтерференції (з відповідним аналізом інтерференційного експерименту) у будь-який зручний момент;
- інтерференція предметних хвиль, відбитих від шорстких, дифузно розсіювальних поверхонь.

Існує два основних методи голографічної інтерферометрії – метод двох експозицій та метод реального часу [29; 37].

Метод двох експозицій ґрунтується на порівнянні двох предметних хвиль, які відповідають двом станам предмета – основному та деформованому. Деформований стан предмета створюють, прикладаючи до предмета механічне навантаження, змінюючи його температуру або тиск газового середовища. Спочатку на фотопластинці голографічним методом записують хвилю, яка поширюється від предмета, що перебуває в основному стані. Потім трохи деформують поверхню предмета вказаними вище методами і на ту ж фотопластинку знімають другу голограму. Кожна з двох голограм, записаних на фотопластинці, під час освітлення відтворює власну предметну хвилю. Ці предметні хвилі, накладаючись у просторі одна на одну і поширюючись в одному напрямку (фактично з однаковими хвильовими векторами) інтерферують у площині реєстрації (фотоматеріалі, сітківці ока чи сенсорі зображення) з утворенням зображення предмета, покритого інтерференційними смугами.

Перевагою методу двох експозицій є відсутність прив'язки до голографічної схеми після запису голограми і можливість апостеріорного дослідження та розшифрування інтерференційної картини.

У методі реального часу знімають голограму лише основного стану предмета, а фотопластинку обробляють на місці чи з великою

точністю встановлюють на своє місце у голографічній схемі, де усі елементи, зокрема й предмет, залишаються незмінними. Якщо спостерігати предмет крізь голограму, то у площині реєстрації відбувається інтерференція двох хвиль – хвилі, розсіяної на реальному предметі, та предметної хвилі, відтвореної голограмою. Змінюючи навантаження предмета і спостерігаючи зміни в інтерференційній картині, накладеній на предмет (точніше – розміщеній між предметом та голограмою), можна вибрати такі навантаження, які краще проявляють дефекти або деформацію предмета. Справа в тому, що навіть невидима ззовні порожнина в деталі або тріщина проявляють себе в деформації поверхні деталі, причому інтерференційні смуги в цьому місці або різко вигинаються, або навіть розриваються.

Перевагою методу реального часу є можливість гнучкої зміни та вибору такого навантаження предмета, за якого інтерференційна картина стає найбільш інформативною, недоліком – жорстка прив'язка голограми до голографічної схеми.

Голографічна інтерферометрія уможливила дослідження деформацій та дефектів багатьох об'єктів, раніше недоступних для звичайної інтерферометрії – шорстких, великих за розміром, швидкозмінних [43].

Голографічні оптичні елементи. Голографічні дифракційні ґрати отримують, спрямовуючи на фотопластинку дві когерентні плоскі хвилі, причому період ґрат задають кутом сходження обох хвиль.

Якщо на голограмі записати плоску та сферичну хвилі, то у разі освітлення голограми плоскою хвилею відтворюється сферична хвиля, що рівнозначно проходженню плоскої хвилі крізь лінзу. Голограми, які здійснюють задані перетворення хвильових фронтів, називають голографічними оптичними елементами (ГОЕ). Голографічні оптичні елементи дозволяють фокусувати випромінювання у світлову пляму довільної форми, наприклад кільце або хрест. Унікальною особливістю ГОЕ є можливість одночасного виконання декількох функцій, зокрема формування, ділення та спектральної фільтрації світлових потоків. Голографічні оптичні елементи використовують також для компенсації аберацій мікроскопів та телескопів (особливо космічного базування), а також голографічної літографії [44].

Голографічне розпізнавання образів детально розглянуто в підрозд. 11.3, де показано, як перетворення Фур'є допомагає порівнювати

та ідентифікувати різного роду зображення – медичні знімки, відбитки пальців, аерокосмічні знімки, зразки почерку тощо.

Голографічна пам'ять може конкурувати за ємністю з усіма іншими видами пам'яті, причому в разі використання сегнетоелектричних кристалів чи інших об'ємних світлочутливих середовищ можливим є запис в одному об'ємі десятків голограм. Голографічну дискову пам'ять описано в підрозд. 9.6.

Медицина. Є декілька технологій обстеження людини, за яких можна шар за шаром отримати зображення тих чи інших частин організму у віртуальному зрізі – ультразвукове сканування, рентгенівська комп'ютерна томографія, томографія у γ -променях, оптична (лазерна) комп'ютерна томографія, магніторезонансна томографія. Жодний з методів не дає повної картини, але всі вони деякою мірою доповнюють один одного. Якщо об'єднати усі ці зображення для запису голограми, то така синтезована голограма міститиме для лікаря максимум діагностичної інформації, який можна отримати апаратними засобами.

9.6. Оптична пам'ять

Оптична дискова пам'ять. В основі оптичної дискової пам'яті (неголографічної) лежить метод сканувальної мікроскопії, за якого світлова пляма розміром менше мікрометра ковзає по поверхні досліджуваного предмета і зчитує його деталі. Аналогічно запис інформації здійснюють світловою плямою, яка локально змінює оптичні властивості поверхні.

Перші оптичні диски CD, випущені у 1982 р., хоча й були цифровими, але призначалися для запису аудіофайлів тривалістю до 80 хв. На той час ємність CD у 700 Мб набагато перевищувала ємність жорсткого диска персонального комп'ютера (10 Мб), що спонукало виробників комп'ютерів розробити CD-привод, а диск зробити універсальним (для записування/зчитування будь-якої інформації, поданої у вигляді бінарного коду).

Диски DVD (англ. *Digital Versatile Disc* – цифровий універсальний диск) з'явилися у 1996 р. і залишаються донині досить популярними попри швидке зростання ємності магнітної флеш-пам'яті («флешок», випуск яких у 1988 р. розпочала американська корпорація *Intel* і які станом на 2017 р. мали ємність до 256 Гб).

Сучасні оптичні диски виготовляють із полікарбонату. Реєструвальним середовищем в одноразово записуваних оптичних дисках (CD-R, DVD-R) є органічний барвник (ціанін, фталоціанін або азосполука), який під дією сфокусованого лазерного випромінювання вигорає й утворює темну пляму – «піт» (англ. *pit* – заглиблення) на дзеркальній доріжці, що відповідає бінарному значенню «0», а ділянки поверхні між пітами – «1».

У перезаписуваних оптичних дисках DVD-RW реєструвальним середовищем є сплав срібла, індію, сурми та телуру AgInSbTe , а в DVD-RW – сполука $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$. В обох середовищах кристалічна плівка під дією світла перетворюється на аморфну, яка майже не змінює відбивної здатності, але суттєво зсуває фазу відбитого випромінювання, що і використовують для записування та зчитування інформації.

Поява лазерних діодів на нітриді галію GaN із синьо-фіолетовим випромінюванням ($\lambda = 405$ нм) зробила можливим створення спочатку оптичних дисків HD-DVD (англ. *High Definition*, *HD* – роздільна здатність), а потім і Blu-ray (для можливості реєстрації у товарному знаку назви кольору остання літера в англ. *blue* – синій була опущена). Випуск дисків Blu-ray розпочато у 2006 р.

Спрощену схему програвача оптичних дисків зображено на рис. 9.21. Джерелом випромінювання у програвачі є лазерний діод, довжина хвилі випромінювання якого визначає ємність диска. У CD-програвачах використовували GaAlAs-лазер із $\lambda = 780$ нм, DVD зчитують InGaAlP-лазером із $\lambda = 650$ нм і в диску Blu-ray – GaN-лазером із $\lambda = 405$ нм. Відстань між доріжками у диску CD становить 1,6 мкм, у DVD – 0,4 мкм, Blu-ray – 0,32 мкм.

Інформаційна ємність одного шару стандартних дисків діаметром 12 см для CD становить 700 Мб, для DVD – 4,7 Гб і для Blu-ray disk – 25 Гб.

Для захисту інформаційного шару оптичних дисків японська компанія *TDK Corporation* у 2004 р. створила прозорий полімер *Durabis*, 0,1-міліметрова плівка якого захищає диск від подряпин. Ще один полімерний шар наносять для захисту від забруднень. Захисний шар дозволив використовувати диск Blu-ray, особливо чутливий до подряпин, без картриджа, як CD та DVD.

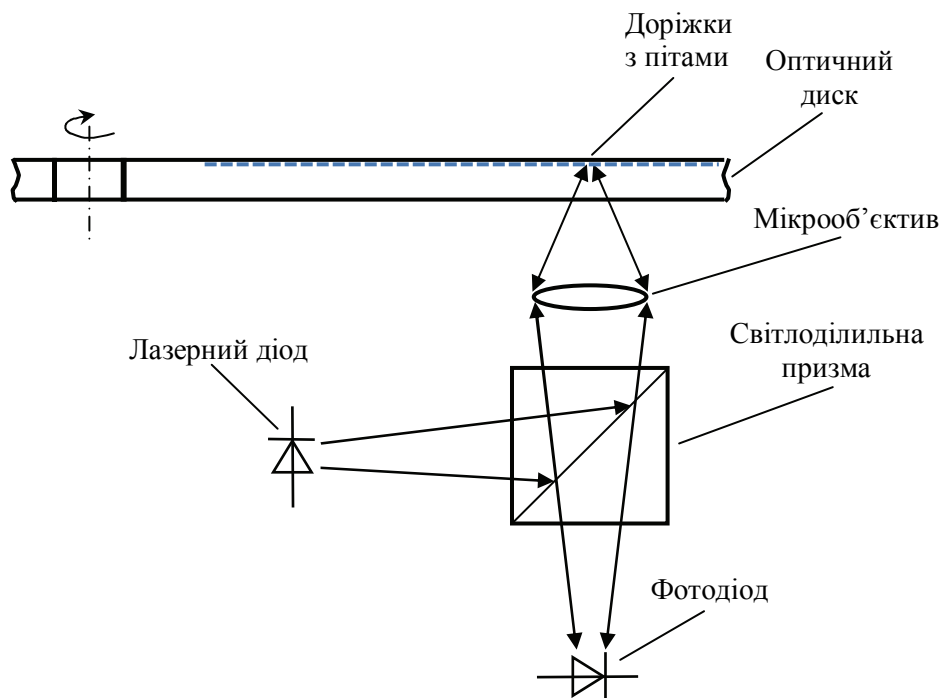


Рис. 9.21. Спрощена схема програвача оптичних дисків

Голографічна дискова пам'ять. Якщо на оптичних дисках CD, DVD та Blu-ray інформацію записують та зчитують послідовно, біт за бітом, то на голографічний диск записують послідовно множину невеличких голограм, розміщених уздовж доріжок, а під час зчитування кожної голограми відтворюють зображення двовимірної матриці з бітів.

Перший голографічний диск, який дозволяв записати півгодинне відео, створила у 1975 р. японська компанія *Hitachi*. Диск діаметром 30 см містив 54 000 відеокадрів, колір, яскравість та звук у яких були закодовані у голограмах розміром 1 мм, зчитуваних трьома лазерними променями.

У голографічному універсальному диску HVD (англ. *Holographic Versatile Disc*) цифрову інформацію записують на фотополімерному шарі у вигляді доріжки з голограм розміром приблизно 1 мм, кожна з яких несе 60 000 біт інформації і записується та відтворюється за один лазерний імпульс (рис. 9.22). Під час записування інформація подається на рідкокристалічний просторовий модулятор, де формується транспарант у вигляді матриці, на якій носіями бітів інформації є окремі пікселі. Лазерне випромінювання після проходження такого транспаранта утворює предметний пучок, який, змішуючись з опорним, записує на фотополімерному шарі інтерференційну структуру голограми. У разі освітлення такої голограми опорним пучком матриця

зі світлових плям потрапляє на цифрову камеру, з виходу якої знімається цифровий сигнал.

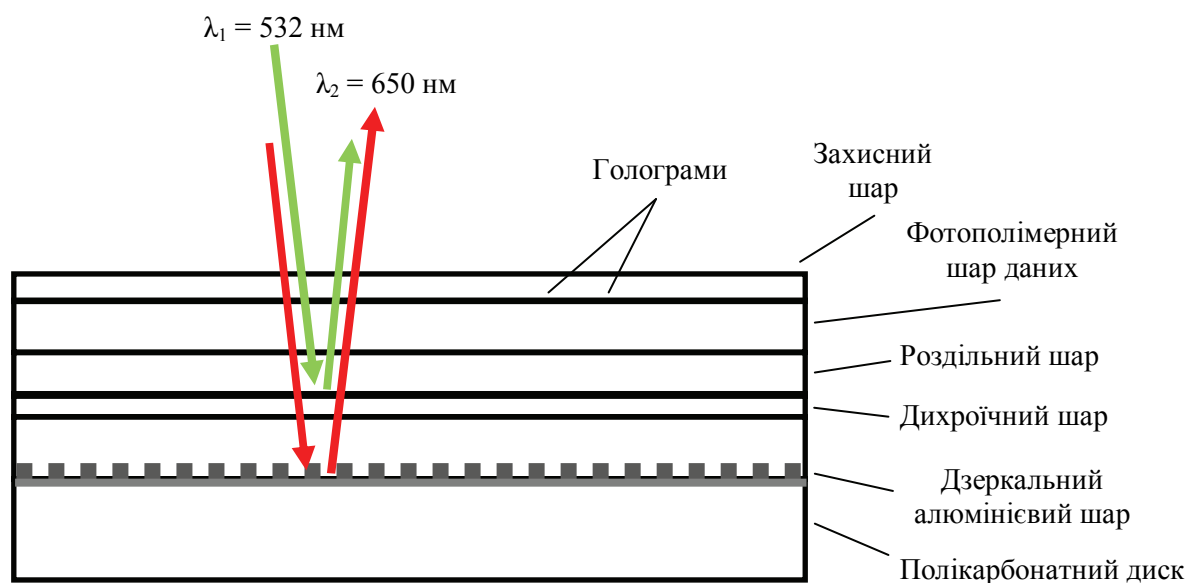


Рис. 9.22. Структура голографічного диска HVD із просторово суміщеними зеленим (532 нм, запис і зчитування даних) та червоним (650 нм, позиціювання і адресація) лазерними пучками

Якщо на DVD щільність запису інформації становить 5 біт/мкм², то на HVD – до 400 біт/мкм², що, зрештою, робить можливим запис на диск діаметром 12 см до 6 Тб інформації.

Стиснення інформації на цифрових оптичних дисках спричиняє її часткові втрати, що позначається на природності звучання музичних дисків, ось чому аналогові 30-сантиметрові оптичні диски *LaserDisc* все ще використовують поціновувачі музики. Технічний прогрес не завжди покращує якість: підсилювачі на електронних лампах забезпечують більш природне звучання музики, ніж транзисторні.

Об'ємна оптична пам'ять. У сучасних оптичних дисках використовують поверхневий запис інформації, для якого теоретичною межею щільності наближено вважають величину $1/\lambda^2$. Для випромінювання з $\lambda = 405$ нм отримаємо щільність запису 6 Мбіт/мм². Аналогічно для об'ємного запису за максимально можливу щільність беруть величину $1/\lambda^3$, що для тієї ж довжини хвилі дає 15 Гбіт/мм³. Обидві оцінки ґрунтуються на дифракційній межі Аббе, яка визначає, наскільки малою може бути світлова пляма у фокусі об'єктива. Поверхневий запис за допомогою еванесцентного поля, яке існує, наприклад, поблизу торця загостреного оптичного волокна з вихідною апертурою діаметром $d \ll \lambda$,

уможливорює запис з максимальною щільністю $1/d^2$, що для $d = 50$ нм дає 100 Мбіт/мм².

Уперше об'ємну оптичну пам'ять було продемонстровано наприкінці 60-х років XX ст., коли у кристалі LiNbO₃ та фотохромному склі записали декілька десятків голограм, трохи змінюючи під час кожної наступної експозиції кут падіння опорної хвилі. В об'ємі матеріалу записувались пучності стоячих хвиль – накладені одна на одну об'ємні дифракційні ґрати з непаралельними площинами максимумів показника заломлення матеріалу, тобто запис кожного біта інформації був розподілений по освітлюваному об'єму матеріалу [29]. Теорію оптичної об'ємної пам'яті викладено у роботі [45], де зазначено, що щільність об'ємного запису оптичної інформації може сягати 10 Тбіт/см³.

На відміну від розподіленого запису локалізований об'ємний запис передбачає створення всередині світлочутливого матеріалу областей розміром менше мікрметра (вокселів), які відрізняються від решти матеріалу оптичними властивостями і які є носіями бітів інформації. В односторонніх двошарових дисках DVD-ROM (англ. *Read-Only Memory* – тільки зчитувана пам'ять) спочатку записують інформацію на нижньому Al-шарі, потім методом фотополімеризації наносять проміжний шар завтовшки 55 мкм, на ньому створюють інформаційний Au-шар і вкривають його прозорим захисним лаком. Склеюючи два таких диски, отримують двосторонній чотиришаровий диск.

Піт нижнього шару перебуває у фокусі гостро сфокусованого лазерного пучка, і цей пучок проходить верхній шар значно розширеним, захоплюючи багато пітів та інтервалів між ними, що усереднює втрати падаючого та відбитого випромінювання вздовж поверхні цього шару й уможливорює зчитування нижнього піта (рис. 9.23). Такий самий принцип запису/зчитування покладений в основу різних експериментальних систем об'ємної оптичної пам'яті, де кількість шарів може сягати десятків.

Для того, щоб зменшити вплив розсіювання на верхніх шарах, на сигнал зчитування біта з нижнього шару інформаційні шари створюють з двофотонною флуоресценцією [46]. Двофотонна флуоресценція деяких барвників пропорційна квадрату інтенсивності випромінювання і настає за досягнення деякої порогової інтенсивності. Піт, який перебуває у фокусі лазерного пучка, світиться, а піти верхніх шарів розсіюють

лазерне випромінювання, що дозволяє легко відфільтрувати вузькосмугове розсіяне випромінювання від широкосмугового флуоресцентного випромінювання. Але у флуоресцентних дисків є недоліки, які ще потребують вирішення:

- для запису дисків потрібні потужні лазери з ультракороткими імпульсами, інакше виготовлення диска значно перевищуватиме 5 с – час виготовлення DVD;

- сигнал зчитування біта не перевищує 1 мкВт, що на три порядки менше сигналу в DVD й потребує меншої швидкості зчитування інформації; частковим вирішенням цієї проблеми є паралельне зчитування доріжок декількома оптичними головками або CCD/CMOS-камерою.

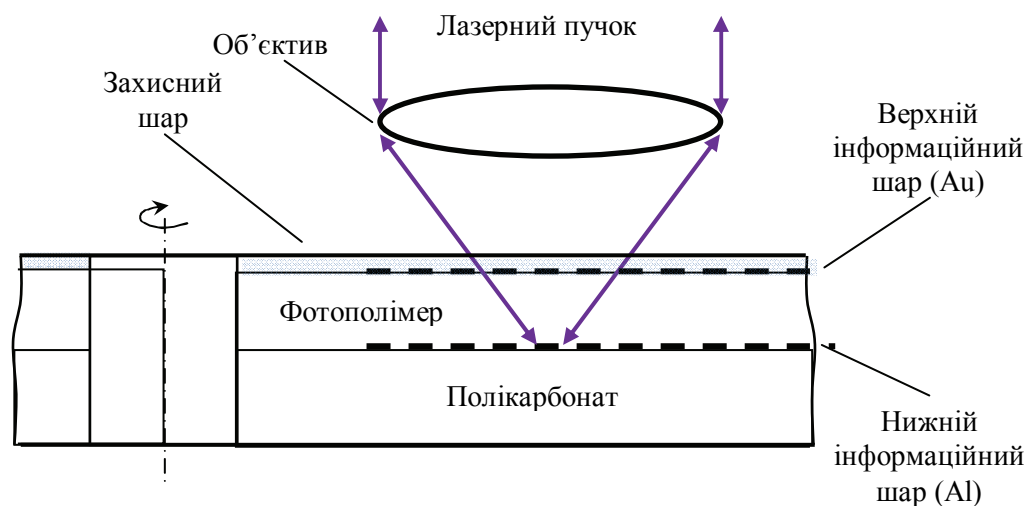


Рис. 9.23. Схема запису/зчитування інформації на двошаровому оптичному диску

Ще одним експериментальним методом створення об'ємної пам'яті є «випалювання» провалів у спектрі поглинання матеріалу (кристалічного, аморфного або полімерного), легованого іонами рідкоземельних елементів або атомами, які утворюють у матеріалі колірні центри [46]. Тривалість життя таких провалів може сягати декількох діб, що можна використати в об'ємній оперативній пам'яті.

9.7. Технологія оптичного запису інформації

Розгляньмо деякі технологічні аспекти запису оптичної інформації, а саме матеріали та процеси. Якщо порівнювати оптичний та магнітний методи запису цифрової інформації, то магнітний метод, реалізований

у жорстких дисках та флеш-пам'яті комп'ютерів, без сумніву, залишається поза конкуренцією. Але не треба забувати, що в комп'ютері цифровий сигнал формується, передається, обробляється та записується послідовно, біт за бітом. Електричний сигнал $s(t)$ завжди одновимірний, залежний тільки від часу t , що й зумовлює послідовний характер інформаційних процесів у комп'ютері, хоча деякі з цих процесів можуть відбуватися паралельно. Оптичний сигнал $s(x, y, t)$ є тривимірним і залежить як від часової, так і від просторових координат x та y .

Світлочутливі матеріали (фотоматеріали), на яких записують оптичну інформацію, поділяють на оборотні та необоротні. Оборотні матеріали дають змогу багаторазово записувати та стирати інформацію.

Параметри та характеристики світлочутливих матеріалів. Спектральний діапазон чутливості $\lambda_{\min} - \lambda_{\max}$ або спектральна характеристика $S(\lambda)$ фотоматеріалу визначає можливість реєстрації оптичного випромінювання з довжиною хвилі $\lambda_{\min} < \lambda < \lambda_{\max}$. Зазвичай проблемою є нечутливість фотоматеріалу до червоного та інфрачервоного випромінювання, яку долають, домішуючи у матеріал сенсibilізатори, зокрема барвники.

Роздільна здатність R фотоматеріалу – це його можливість відобразити розрізнено періодичну структуру з білих та чорних смуг, зокрема в оптиці інтерференційну картину з періодом $d = 1/R$.

Чутливість фотографічного (S_f) та голографічного (S_h) матеріалів трохи різна, оскільки кінцевою метою фотографічного процесу є отримання дійсного плоского зображення на поверхні фотоматеріалу, а голографічного – уявного об'ємного зображення у просторі спостереження.

Чутливість негативного фотоемульсійного матеріалу S_f (фотоплівки або фотопластини) знаходять у системі одиниць світлочутливості ISO (стандарт $ISO\ 6:1993$) із характеристичної кривої фотоматеріалу як

$$S_f = 0,8/H_m,$$

де H_m – виражена в люкс-секундах експозиція фотоматеріалу, за якої його оптична густина у разі проявлення стандартним проявником за визначений час і нормальних умов перевищує густину підкладки та вуалі на 0,1 (рис. 9.24). Зауважмо, що від'ємні значення логарифму експозиції на характеристичній кривій відповідають експозиції $H < 1$ лк·с.

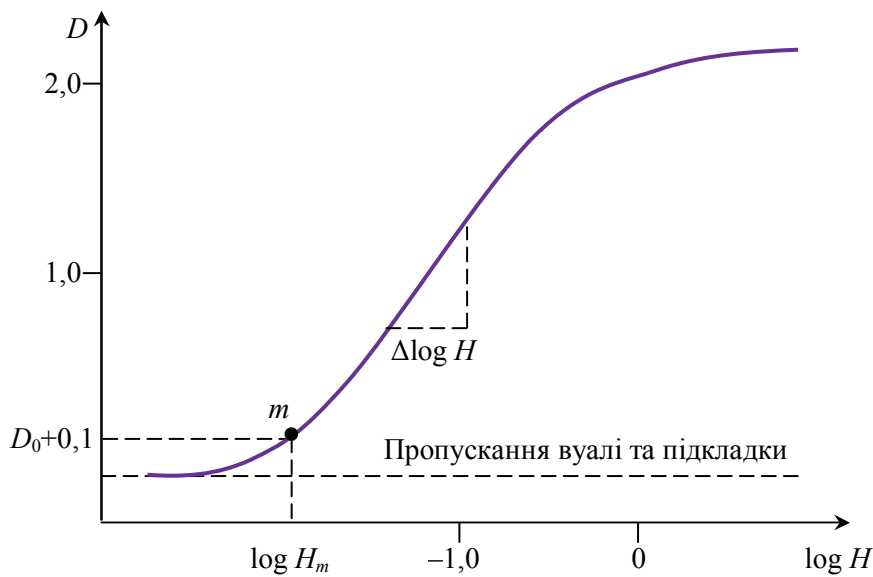


Рис. 9.24. Характеристична крива негативної фотоплівки

Оптична густина фотоматеріалу D характеризує його здатність пропускати випромінювання:

$$D = \log \frac{1}{T},$$

де T – пропускання матеріалу (відношення інтенсивностей вихідного та вхідного випромінювання, $T = I_{out} / I_{in}$).

Чутливість голографічного матеріалу визначають за формулою

$$S_h = \frac{\sqrt{\eta}}{VH_E},$$

де η – дифракційна ефективність голограми; V – контраст інтерференційних смуг; H_E – експозиція фотоматеріалу, виражена в Дж/см². Іноді чутливість наближено подають як $S_h = 1/H_E$.

Експозиція фотоматеріалу H_E – це енергія випромінювання, поглинутого одиничною площею поверхні фотоматеріалу; $H_E = It$, де I – середня інтенсивність випромінювання у площині фотоматеріалу; t – тривалість експозиції.

Оптимальна експозиція H_{opt} – поверхнева густина енергії оптичного випромінювання, за якої досягається найвища дифракційна ефективність голограми (рис. 9.25). Зазвичай оптимальну експозицію вказують тільки для неперервного випромінювання (для імпульсного потрібна значно більша експозиція).

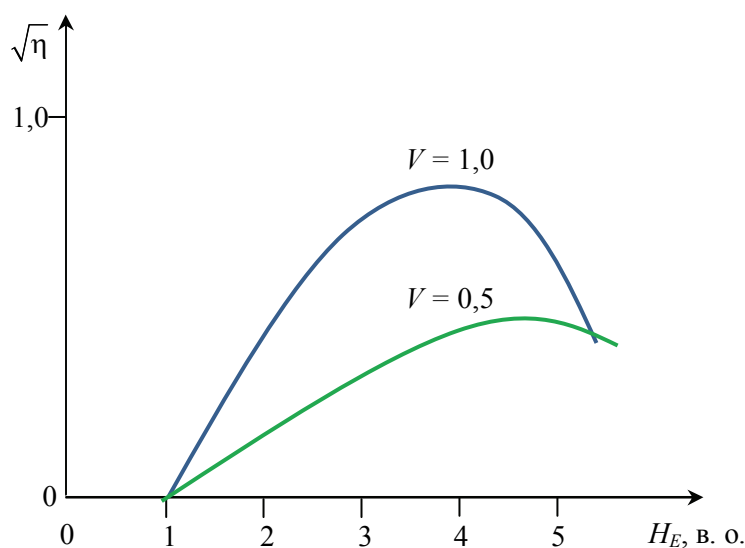


Рис. 9.25. Характеристична крива голографічного фотоемульсійного матеріалу

Дифракційна ефективність голограми η – це відношення інтенсивності першого порядку дифракції, який формує зображення, до інтенсивності падаючого випромінювання.

Контраст інтерференційних смуг

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}},$$

де I_{\max} та I_{\min} – максимальна та мінімальна інтенсивності інтерференційної картини відповідно.

Коефіцієнт контрасту γ оцінює здатність фотоматеріалу реагувати приростами почорніння на прирости експозиції, що відображається в нахилі прямолінійної ділянки характеристичної кривої:

$$\gamma = \frac{\Delta D}{\Delta \log H}.$$

Умовою лінійності голографічного запису на негативній фотоемульсії є $\gamma = 2$, на позитивній відповідно $\gamma = -2$.

Кількість циклів перезаписування інформації та тривалість циклу перезапису інформації є важливими параметрами для оборотних фотоматеріалів.

Тривалість зберігання інформації залежить від фізико-хімічних властивостей світлочутливого шару та підкладки, а також від умов зберігання.

Шуми. Зернистість фотоемульсії, дефекти, неоднорідність, нелінійність фотоматеріалу викликають появу паразитних світлових потоків, які знижують контраст голографічного зображення та зменшують відношення сигнал/шум на фотоприймачі.

Необоротні світлочутливі матеріали. До необоротних світлочутливих матеріалів належать фотоемульсії, фотополімери, фоторезисти, біхромована желатина і метали (Au, Ag, Al та Cr).

Фотоемульсії. Найбільш поширеним у голографії фотоматеріалом є фотоемульсія на основі галогенідів срібла. Фотоемульсія є сумішшю мікрокристалів галогенідів срібла в різній комбінації, які перебувають у завислому стані в желатині. Червона межа чутливості для хлориду срібла AgCl становить 380 нм, для броміду срібла AgBr – 430 нм, для йодиду срібла AgI – 460 нм. Поєднання броміду з йодидом забезпечує найвищу чутливість фотоемульсії. Комбінація хлориду, броміду та йодиду з домішкою у вигляді сульфиду срібла AgS зміщує червону межу до 600 нм. Голографічні фотоемульсії виготовляють переважно із броміду срібла.

Сенсибілізацію до більш довгохвильового випромінювання (до $\lambda = 1,3$ мкм) здійснюють за допомогою органічних барвників, а також експозицією нагрітих фотопластинок.

Під дією світла у кристаликах галоїдного срібла розміром 0,01–10 мкм, яких в 1 см^3 фотоемульсії може бути 10^{12} – 10^{16} , утворюються центри прихованого зображення – частинки срібла завбільшки як декілька атомів (фізичне проявлення). Хімічне проявлення у мільйони разів прискорює процес переходу прозорих кристаликів галоїдного срібла в непрозоре металічне срібло, яке утворює на чорно-білій фотографії відтінки сірого кольору.

Для записування оптичної інформації використовують фотопластинки, рідше – фотоплівки. Найкращі галоїдосрібні голографічні матеріали мають за товщини 15 мкм роздільну здатність понад 5000 мм^{-1} , але їх чутливість становить всього 0,01 одиниць світлочутливості в системі ISO. Для порівняння космічну фотозйомку здійснюють фотоплівкою Т-24, яка за товщини фотоемульсії 170 мкм має чутливість 5000 одиниць ISO та роздільну здатність 65 мм^{-1} . Для фотоемульсій з подібною спектральною характеристикою та однаковою товщиною емульсії збільшення роздільної здатності у 30 разів спричинить зменшення чутливості на чотири порядки [29].

Серед усіх голографічних світлочутливих матеріалів фотоемульсії мають одну з найменших оптимальних експозицій – приблизно 10^{-3} Дж/см^2 .

Значним недоліком фотоемульсій є необхідність мокрого хімічного оброблення, причому багатоетапного. Після проявлення утворюється амплітудна голограма з модуляцією пропускання світла за амплітудою. На місці світлих інтерференційних смуг позаосьової голограми виділяється металічне срібло, яке утворює темно-сірі штрихи голографічних дифракційних ґрат. Дифракційна ефективність

амплітудної голограми лише 6 %, тому зазвичай її перетворюють у фазову голограму, після проходження якої фаза плоскої світлової хвилі набуває того ж розподілу, який мала її амплітуда після проходження амплітудної голограми. Перетворення амплітудної голограми у фазову здійснюють відбілюванням металічного срібла у розчині окислювача, наприклад, у хлорному залізі FeCl_3 або червоній кров'яній солі $\text{K}_3\text{Fe}(\text{CN})_6$. Відбілювання перетворює металічне срібло у прозору сіль срібла, яка локально потовщує фотоемульсію та змінює її показник заломлення.

Фотополімери мають роздільну здатність понад 3000 мм^{-1} та оптимальну експозицію понад 10 мДж/см^2 , якої досягають сенсibilізацією тієї чи іншої ділянки видимого діапазону спектра. Без сенсibilізації барвником фотополімер чутливий тільки до ультрафіолетового випромінювання.

До освітлення фотополімер зазвичай містить мономер (молекули, які можуть утворювати ланцюжки під час полімеризації), олігомер (молекули у вигляді короткого ланцюжка з однакових мономерних ланок; довгі ланцюжки вже називають полімерами) та фотоініціатор на основі барвника. Під дією ультрафіолетового або короткохвильового видимого випромінювання фотоініціатор розпадається на вільні радикали (наприклад, групи OH) або іони, які запускають процес зшивання мономерних ланок у полімер.

Фотополімер використовують як інформаційний шар у голографічних дисках HVD.

Фоторезисти є різновидом фотополімерів, а саме олігомерами, найбільш відомим серед яких є поліметилметакрилат (ПММА або англ. *PMMA*) – органічне скло. Залежно від реакції на світло фоторезисти поділяють на негативні та позитивні. У негативних фоторезистах освітлені ділянки стають нерозчинними у проявнику, в позитивних – навпаки.

Чутливість фоторезистів приблизно на три порядки нижча, ніж у голографічних фотоемульсій. Більшість фоторезистів чутлива тільки до випромінювання з $\lambda < 500 \text{ нм}$. На більших довжинах хвиль поглинання світла фоторезистом різко зменшується і фотохімічні процеси майже не відбуваються. Сенсibilізація фоторезистів за допомогою барвників дозволяє трохи зсунути червону межу в бік довших хвиль.

Роздільну здатність фоторезистів визначають як максимальну просторову частоту раstra (періодичної структури зі світлих та темних смуг), за якої після проявлення позитивного фоторезисту на місці світлих смуг не залишається фоторезисту (у негативного фоторезисту це справедливо для темних смуг). І в фотолітографії, і в голографії використовують переважно позитивні фоторезисти, оскільки вони мають більшу роздільну здатність.

За меншої товщини шару роздільна здатність фоторезисту буде вищою. Наприклад, шар фоторезисту завтовшки $0,25 \text{ мкм}$ може забезпечити роздільну здатність 4000 мм^{-1} (менша товщина вже не забезпечує потрібної адгезії фоторезисту

до підкладки). Якщо не потрібно досягати 100-процентної модуляції товщини фоторезисту, роздільна здатність може сягати 8000 мм^{-1} , як це спостерігається для полівінілциннамату (ПВЦ), чутливість якого становить $50\text{--}200 \text{ см}^2/\text{Дж}$.

Біхромована желатина, яку часто використовують для запису голограм з майже 100-процентною дифракційною ефективністю, також є фоторезистом. Отримують біхромовану желатину сенсibiлізацією желатини, яка чутлива тільки до ультрафіолетового випромінювання, 5-процентним розчином біхромату амонію $(\text{NH}_4)_2\text{CrO}_7$. У разі запису голограм випромінюванням з $\lambda = 488 \text{ нм}$ оптимальна експозиція для цього фотоматеріалу становить 20 мДж/см^2 [29]. Роздільна здатність біхромованої желатини перевищує 4000 мм^{-1} .

Метали Au, Ag, Al та Cr. Металеві плівки використовують переважно для запису архівних оптичних дисків. Найкращу адгезію до скла має хромована плівка.

Оборотні світлочутливі матеріали. До оборотних світлочутливих матеріалів відносять фототермопластики і халькогенідні стекла.

Фототермопластики – це двошарові структури фотопровідник-термопластик, в яких під дією світла виникає фотоіндукована деформація поверхні. Перед записом інформації поверхня фототермопластика рівномірно заряджається. Під час експозиції відбувається розряд освітлених ділянок фотопровідника, тим більший, чим вища освітленість ділянки. Таким чином, унаслідок внутрішнього фотоефекту на поверхні фототермопластика утворюється потенціальний рельєф, який при нагріванні фототермопластика до температури розм'якшення за рахунок електростатичних сил перетворюється у рельєф поверхні.

Роздільна здатність фототермопластичних носіїв інформації може перевищувати 4000 мм^{-1} , а оптимальна експозиція (за меншої роздільної здатності) – 10^{-4} Дж/см^2 . Фототермопластик дозволяє перезаписувати інформацію до 10^4 разів і має тривалість циклу перезапису 10 мс.

Халькогенідні стекла – це аморфні речовини, які містять атоми халькогенів (сірки, селену, телуру), мають властивості напівпровідників і які отримують унаслідок охолодження розплаву. В перезаписуваних оптичних дисках халькогенідний інформаційний шар (завтовшки 0,1 мкм) виготовляється зі сплавів срібло-індій-сурма-телур (AgInSbTe) та германій-сурма-телур (GeSbTe). Особливістю цих матеріалів є можливість переходу в кристалічну фазу (за нагрівання до приблизно 450 K) та швидкого охолодження до кімнатної температури від температури розплаву (приблизно 900 K).

Перед записом інформації халькогенідна плівка нагрівається лазерним пучком до температури кристалізації й переводиться у кристалічну фазу (фазовий перехід першого роду). Біти інформації записують сфокусованим пучком потужного лазера, який локально розплавляє плівку. Внаслідок швидкого охолодження освітлені ділянки плівки переходять в аморфну фазу і мають меншу відбивальну здатність, що і використовують під час зчитування інформації з диску пучком лазера малої потужності.

Перезаписувані оптичні диски з халькогенідним інформаційним шаром допускають до 10^3 (DVD-RW) та 10^5 (DVD-RAM) циклів перезапису. Тривалість зберігання інформації на таких оптичних дисках перевищує 20 років.

Фотохромні матеріали. Оборотний процес зміни кольору матеріалу під час освітлення називають фотохромізмом. У фотохромних матеріалах під дією світла змінюється поглинання, а також показник заломлення речовини. В неорганічних матеріалах (галоїдосрібні стекла, кристали KBr, CaF₂, SrTiO₃) цей ефект пов'язаний з перенесенням заряду між дефектами і домішковими центрами, а в органічних (похідні спіропірана) – із цис-транс-ізомерією, димеризацією або полімеризацією.

Перед записом інформації матеріал опромінюють ультрафіолетовим випромінюванням, що змінює поглинання матеріалу у видимій області. Записування і зчитування інформації здійснюють на довжині хвилі видимого випромінювання, причому зчитування потрібно проводити пучком значно меншої інтенсивності, щоб запобігти руйнуванню зображення. Але все ж руйнування відбувається і від зчитувального пучка, і під дією тепла, що є недоліком цього методу.

Щоб запобігти руйнуванню, запропоновано схему запису із заглушенням. Кристал опромінюють широкосмуговим (нелазерним) випромінюванням, яке містить довжину хвилі запису, а інформацію записують лазерним випромінюванням. Якщо здійснювати зчитування на цій же довжині хвилі, то стирання інформації не відбувається.

Роздільна здатність фотохромних матеріалів може перевищувати 3000 мм^{-1} за оптимальної експозиції $0,1 \text{ Дж/см}^2$. Час теплової релаксації (самостирання) за кімнатної температури становить від десяти хвилин до тижня, а циклічність – $10^2 - 10^6$.

Магнітооптичні плівки виготовляють із феромагнітних матеріалів, які у разі локального нагрівання потужним лазерним імпульсом до точки Кюрі переходять у парамагнітний стан (фазовий перехід другого роду), в якому домени переорієнтуються і після охолодження плівки набувають антипаралельної орієнтації з доменами неосвітлених ділянок плівки. Поширеним матеріалом для магнітооптичних дисків є аморфний сплав Tb_x(Fe_yCo_{1-y})_{1-x}. Орієнтацію неосвітлених доменив задають за допомогою електромагніта. Магнітооптичний ефект Керра, який наразі спостерігається, є поверхневим і викликає зміну поляризації відбитого світла, на відміну від об'ємного магнітооптичного ефекту Фарадея для прохідного світла.

Зчитування інформації, записаної у такий спосіб на магнітооптичний диск, здійснюють через аналіз поляризації випромінювання, відбитого від диска. Тривалість зберігання інформації на магнітооптичному диску сягає 50 років.

Сегнетоелектричні кристали. Фотозаломлення, або, як його ще називають, оптичне пошкодження – це внутрішній електрооптичний ефект, за якого електричне поле світлової хвилі після ряду внутрішніх перетворень врешті-решт змінює показник заломлення освітленої ділянки кристала. Механізм цього явища такий: на більш освітленій ділянці електрони під дією електричного поля переходять

із пастки в зону провідності, де переміщуються електричним полем на менш освітлену ділянку і знову захоплюються пасткою. Таке переміщення зарядів у кристалі утворює просторовий заряд із позитивних та негативних пасток, електричне поле якого і викликає внутрішній електрооптичний ефект, наслідком якого є локальна зміна показника заломлення кристала.

Фотозаломлення спостерігають у сегнетоелектричних кристалах, причому введення домішок (Fe, Cu, Rh та ін.) значно збільшує чутливість і дифракційну ефективність.

Теплова релаксація (самостирання) у досить поширеному сегнетоелектричному кристалі ніобату літію LiNbO_3 відбувається за два тижні. Записану інформацію в цьому кристалі фіксують нагріванням до температури 373 К за декількох хвилин. Стирання інформації відбувається за температури 473 К або оптичним випромінюванням (для незафіксованих температурою кристалів). У деяких кристалах фіксацію і стирання здійснюють електричним полем.

Роздільна здатність сегнетоелектричних кристалів перевищує $10\,000\text{ мм}^{-1}$, а оптимальна експозиція становить $10^{-1}\text{--}10^{-3}\text{ Дж/см}^2$.

9.8. Копіювання голограм

Голограму, з якої роблять копії, називають оригіналом або майстер-голограмою. Існує декілька можливостей для копіювання таких голограм, які загалом можна поділити на оптичне та механічне копіювання.

За оптичного копіювання відтворену майстер-голограмою предметну хвилю використовують для запису іншої голограми. Найпростіший, здавалося б, метод – це контактне копіювання, коли до майстер-голограми щільно притискають фоточутливий матеріал з високою роздільною здатністю і рівномірно освітлюють їх некогерентним або когерентним світлом. Насправді фотографічне копіювання інтерференційних смуг можливе лише для низьких просторових частот (приблизно до 300 мм^{-1}), тому що щільного контакту не відбувається і між оригіналом та копією залишається зазор понад 30 мкм. Використання когерентного випромінювання для копіювання голограм дозволяє збільшити зазор між оригіналом та копією й копіювати голограми з високими просторовими частотами. Уже за зазору 30 мкм на копію тонкої пропускної голограми падають три хвилі – освітлювальна та відтворені нею предметні хвилі, які несуть уявне та дійсне зображення. Ці хвилі формують на копії дві системи інтерференційних смуг (на оригіналі лише одна система смуг), які дають вже два уявних та два дійсних

зображення. Зображення зміщені одне відносно одного на подвійну відстань між оригіналом та копією і, якщо ця відстань менша за 1 мм, зливаються в одне зображення [29; 37].

Для копіювання пропускної голограми можна скористатися однією з предметних хвиль, відтворюваних з голограми – або розбіжною хвилею, яка несе уявне зображення (спостережуване оком), або збіжною хвилею, яка утворює на екрані дійсне зображення. На рис. 9.26 зображено схему копіювання лазерним випромінюванням пропускної голограми методом відтворення зображення, а на рис. 9.27 – відбивної голограми.

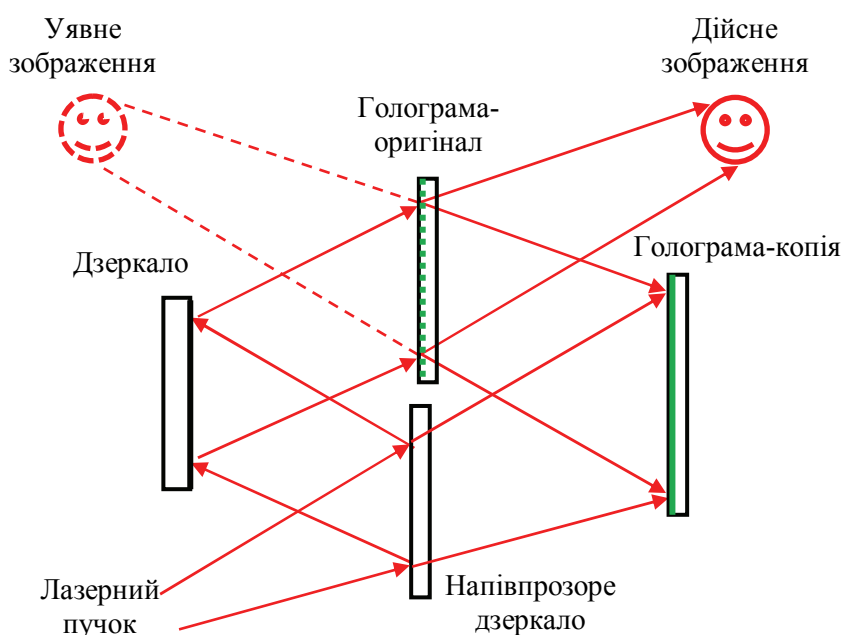


Рис. 9.26. Схема копіювання пропускної голограми методом відтворення зображення

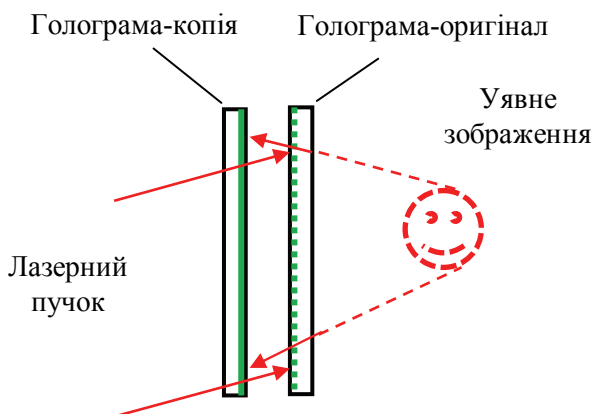


Рис. 9.27. Схема копіювання відбивної голограми методом відтворення зображення

Механічне копіювання передбачає фізичний контакт голографічної мікрорельєфної матриці (зазвичай металевої, зробленої фотолітографічним та гальванопластичним методами з майстер-голограми) із термопластичним матеріалом, на який за підвищених температури та тиску переноситься тисненням голографічний мікрорельєф, формуючи фазову голограму-копію.

Термопластичний матеріал, який використовують для тиражування голограм тисненням (голографічна фольга) – це металізована (Al або TiO_2) лавсанова плівка (завтовшки 16–50 мкм), на яку нанесено спеціальні пластичні шари, розміщені між захисними шарами лаку. Іноді для надання фользі певного забарвлення додають шар кольорового світлофільтра.

Голографічні етикетки, наклейки, знаки використовують для захисту від підроблення документів, банкнот, товарів. Зауважмо однак, що голограма не дає 100-процентної гарантії справжності, тому що злоумисники, використовуючи високотехнологічне обладнання, можуть скопіювати захисну голограму.

Контрольні запитання і задачі

1. У чому принципова відмінність голографії від фотографії?
2. Чим відрізняється дифракція Френеля від дифракції Фраунгофера?
3. Поясніть, як визначають роздільну здатність зображення за критерієм Релея.
4. У чому суть принципу подвійної дифракції Аббе?
5. Як Габор синтезував джерело світла, придатне для запису голограми?
6. Які переваги позаосьової голограми порівняно з осьовою?
7. Намалюйте схему запису голограми Фур'є.
8. Як Ліпману вдалося зробити кольорову фотографію?
9. Намалюйте схему запису голограми Денисюка.
10. Порівняйте методи двох експозицій та реального часу голографічної інтерферометрії.
11. Які реєструвальні середовища використовують в оптичних дисках?
12. Порівняйте, як записують інформацію на оптичний та голографічний диски.
13. Чим відрізняється уявне зображення від дійсного?
14. Яку інформацію містить комплексна амплітуда світлової хвилі?
15. Поясніть механізм світлочутливості фоторезистів.

16. Що таке дифракційна ефективність голограми?
17. Як можна перетворити амплітудну голограму, записану на фотопластинці, у фазову голограму?
18. Поясніть фізичний зміст прямого перетворення Фур'є над оптичним зображенням.
19. Знайдіть діаметр світлової плями, яка утворюється у фокальній площині лінзи діаметром $D = 40$ мм, з фокусною відстанню $f = 90$ мм, якщо на лінзу співвісно падає паралельний пучок діаметром $d = 30$ мм, з довжиною хвилі випромінювання $\lambda = 0,51$ мкм.
20. Знайдіть, як зміниться період інтерференційної картини, якщо кути падіння опорної та предметної хвиль, відповідно $\theta_A = -15^\circ$ і $\theta_B = -30^\circ$, зростуть удвічі.
21. Знайдіть, яке пропускання повинен мати світлофільтр, щоб у межах своєї апертури радіусом $r_F = 3$ см інтенсивність гауссова пучка радіусом $r_B = 4$ см була сталою величиною.
22. Порівняйте методи поділу світлового пучка.
23. Як зміниться період голографічних ґрат d , якщо показник заломлення світлочутливого матеріалу зросте з $n = 1,5$ до $n' = 2,4$, а частота випромінювання ν спаде в 1,6 разів?
24. Знайдіть видність інтерференційної картини V , якщо степінь часової когерентності лазерного випромінювання $\mu_T = 0,9$, опорна та предметна хвилі мають відношення інтенсивностей $R = 2$, а вектори поляризації утворюють кут $\Omega = 60^\circ$.
25. Знайдіть, яким буде на екрані співвідношення інтенсивностей двох однакових за потужністю співвісних паралельних гауссових пучків з радіусами $r_1 = 40$ мм і $r_2 = 60$ мм на відстані 20 та 30 мм від осі.

Глава 10

Дисплеї

Виховання наукової самодіяльності є найвищим завданням академічного викладання, а наукові переконання, здобуті сумлінною працею, є міцною опорою ще й для морального світогляду, який може протистояти усім мінливостям життя.

Макс Планк, німецький фізик

10.1. Електронні пристрої для оптичного відображення інформації

Класифікація дисплеїв. Електронні пристрої, які подають інформацію для людини у вигляді дво- або тривимірних оптичних зображень, називають *дисплеями*. Дисплей – це вихідний пристрій електронної системи, в якому відбувається перетворення електричних сигналів в оптичні зображення, тобто це екран для графічного відображення інформації електронними засобами. Дисплей разом із вузлами живлення та синхронізації, зібраними в конструктивно завершений блок, називають монітором.

Дисплеї можна поділити на такі види (у дужках – англійська назва дисплея та її дослівний переклад):

- електронно-променеві трубки (*cathode ray tubes, CRT* – катодно-променеві трубки);
- плазмові дисплеї (*plasma display panels, PDP* – плазмові дисплейні панелі);
- дисплеї на автоелектронній емісії (*field emission displays, FED* – дисплеї на польовій емісії);
- дисплеї на тунельній емісії (*surface-conduction electron-emitter displays, SED* – дисплеї з емітерами електронів на основі поверхневої провідності);
- рідкокристалічні дисплеї (*liquid crystal displays, LCD* – дисплеї на рідких кристалах);

- електрофорезні дисплеї (*electronic ink, e-ink displays* – дисплеї на електронних чорнилах);
- дисплеї на органічних світлодіодах (*organic light emitting diodes, OLED* – органічні світлодіоди);
- дисплеї на матриці мікродзеркал (*digital light processing displays, DLP displays* – дисплеї з цифровим обробленням світла);
- лазерні дисплеї з об'ємним зображенням (3D-дисплеї);
- інтерферометричні модуляторні дисплеї (*interferometric modulator displays, IMOD*);
- віртуальні ретинальні дисплеї (*virtual retinal displays, VRD*).

Перші два типи дисплеїв нині майже не використовують, тому розглянемо лише їх історію розвитку, приділивши основну увагу сучасним пристроям.

Електронно-променеві трубки історично були першими дисплеями, які десятиліттями працювали в телевізорах, осцилографах та індикаторах.

У 1879 р. англійський вчений Вільям Крукс створив газорозрядну трубку, в якій між холодним катодом та анодом розмістив металеву пластину у вигляді мальтійського хреста. Довівши вакуум у трубці до 10^{-6} атм і приклавши між катодом та анодом напругу декілька десятків кіловольтів, Крукс помітив, що торець трубки, протилежний катоду, трохи світиться, і на цьому світінні видно чітко зображення мальтійського хреста (рис. 10.1).

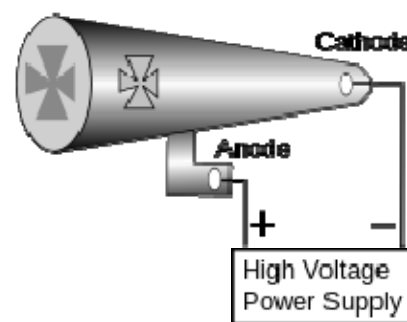


Рис. 10.1. Трубка Крукса

Катодні промені, як їх тоді називали через подібність світловим променям, які так само змогли б утворити проекційне зображення хреста, виявилися пучком заряджених частинок. Це продемонстрував у 1897 р. англійський фізик Джозеф Томсон, відкривши таким чином електрон (Нобелівська премія з фізики 1906 р.).

Першим електронно-променевим дисплеєм, побудованим на основі трубки Крукса, була трубка Брауна, створена у 1897 р. німецьким фізиком Карлом Брауном. У 1907 р. російський вчений Борис Розінг використав подібну електронно-променеву трубку для приймання перших телевізійних зображень геометричних фігур. Кінескоп (приймальна телевізійна трубка) був створений у корпорації RCA (США) у 1929 р. російсько-американським винахідником Володимиром Зворікіним, учнем Розінга (рис. 10.2).



Рис. 10.2. Володимир Зворикін біля розроблених ним у RCA електронно-променевих трубок

В електронно-променевих трубках розгортку електронного променя здійснюють електромагнітною системою (кінескопи телевізорів, індикаторні трубки радарів) або електростатичною системою (осцилографічні та деякі індикаторні трубки). Основними недоліками електронно-променевих трубок є великі габарити, вакуумна конструкція, значна споживана електрична потужність. У 90-х роках ХХ ст. їх замінили плазмові та рідкокристалічні дисплеї.

Плазмові дисплеї вирізняються серед інших типів дисплеїв великими розмірами екрана – діагональ до 150 дюймів (381 см). Перевагами плазмових дисплеїв є можливість створення довговічних (понад 60 тис. год роботи), тонких (10 см) моніторів з високою яскравістю зображення (понад 1000 лк), високим контрастом (до 30 000:1) та широким кутом огляду, недоліками – низька роздільна здатність у невеликих дисплеях (розмір пікселя визначається розміром газорозрядної комірки), велика споживана потужність та висока вартість.

Плазмовий дисплей винайшли у 1964 р. співробітники Іллінойського університету (США) Дональд Бітцер, Джин Слоттов та студент Роберт Вільсон. Метою розробки було оснащення комп'ютеризованих класів терміналами, які б подолали нестачу комп'ютерної пам'яті та дозволили відображати та зберігати на екрані графічні зображення (електронно-променеві трубки, які використовувалися в моніторах, такої можливості не мали). У монохромному варіанті дисплея, розробленому дослідниками (рис. 10.3), крихітна газорозрядна комірка, заповнена сумішшю ксенону, неону та азоту, розміщувалася між схрещеними електродами.

Додавання до газової суміші азоту робило більш вираженим гістерезисний характер вольт-амперної характеристики газового розряду, коли запалювання розряду відбувається за високої напруги, а гасіння – за низької. На електроди подавали напругу іонізації, у комірці запалювалася плазма, яка продовжувала світитися і за зменшення напруги до низького рівня (ефект пам'яті пікселя). Так на тисячах комірок дисплея зберігалося зображення. Для стирання зображення достатньо було зняти напругу з електродів.

У 1959 р. в Іллінойському університеті започаткували розробку першої у світі комп'ютеризованої системи навчання *PLATO* (англ. *Programmed Logic for Automated Teaching Operations* – програмний алгоритм для автоматизованих операцій викладання). *PLATO* запустили у 1960 р. на комп'ютері *ILLIAC I*, побудованому в університеті ще у 1952 р. (комп'ютер мав 2800 ламп і важив 5 тонн). Бітцера вважають батьком комп'ютеризованої системи навчання *PLATO*, яка набула поширення у всьому світі.

За два десятиліття до появи Інтернету в межах системи *PLATO* користувачі вже послуговувалися онлайн-форумом, електронним листуванням, чатами, віддаленим доступом до екрана (робочого стола), грали у багатогравцеві комп'ютерні ігри.

Кольоровий плазмовий дисплей містить сотні тисяч крихітних комірок, заповнених сумішшю ксенону та неону (з додаванням мікроскопічної кількості ртуті) і розміщених між двома скляними пластинами (рис. 10.4). Тріади комірок вкриті зсередини люмінофором й утворюють відповідно червоний (*R*), зелений (*G*) та синій (*B*) субпікселі. Комірки розміщені між схрещеними смужковими електродами, прозорими *ITO*-електродами та непрозорими адресними.

Прикладання напруги до двох схрещених електродів запалює у комірці плазму газового розряду, до якої внаслідок нагрівання плазми до 1200 К додаються пари ртуті. Електрони та іони розряду під час зіткнень з атомами ртуті переводять їх у збуджений стан. Повертаючись в основний стан, атоми ртуті випромінюють ультрафіолетове випромінювання, яке викликає фотолюмінесценцію люмінофора, нанесеного



Рис. 10.3. Плазмовий дисплей, розроблений для комп'ютеризованої системи навчання *PLATO*

на внутрішню поверхню комірки (подібний процес спостерігається в люмінесцентних лампах).

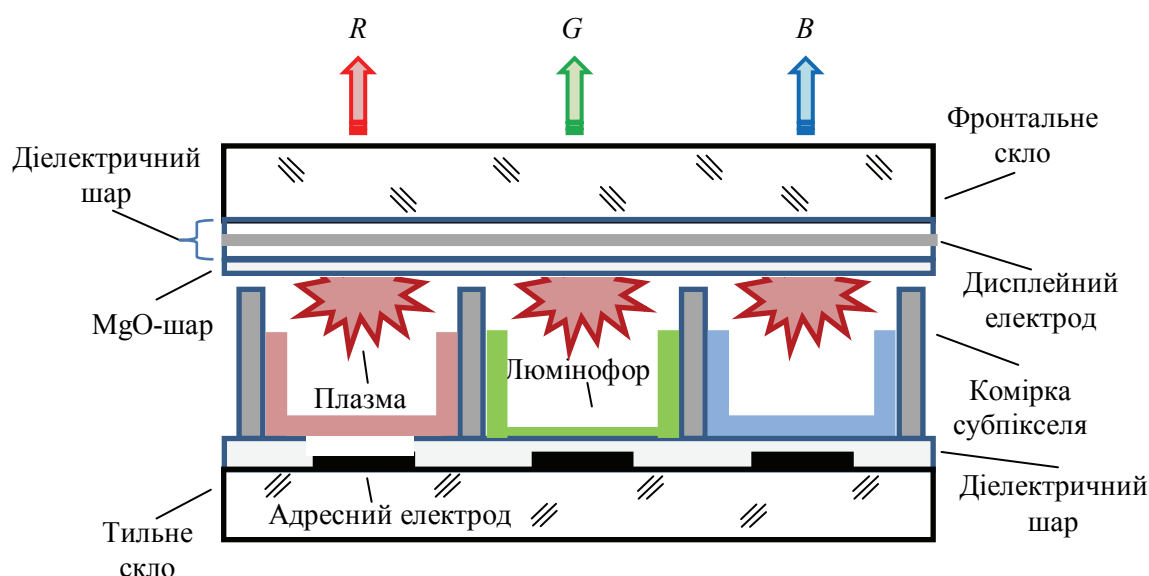


Рис. 10.4. Структура кольорового плазмового дисплея

Для контролю яскравості субпікселів та отримання мільйонів відтінків кольорів використовують широтно-імпульсну модуляцію розрядного струму комірки з частотою до тисяч герців (час відгуку субпікселя менше 1 мкс). Частота кадрів становить зазвичай 60 Гц.

Дисплеї на автоелектронній емісії (FED) схожі на електронно-променеві трубки тим, що також мають люмінесцентний екран, піксельні люмінофори якого збуджуються електронами, але якщо в трубці електронний пучок (промінь) створюється завдяки термоелектронній емісії з підігрівного катода, то в дисплеї на автоелектронній емісії на кожний субпіксель припадає декілька сотень холодних катодів, виготовлених з вуглецевих нанотрубок. Напруга, прикладена між катодами субпікселя та анодом, створює сильне електричне поле біля вільних кінців нанотрубок. Поле вириває з нанотрубок електрони (автоелектронна емісія), які збуджують субпіксельний люмінофор.

Дисплеї на автоелектронній емісії не потребують розгортки електронного променя, мають високу яскравість, малу споживану потужність (14 Вт для дисплея з діагоналлю 91 см проти 100 Вт для рідкокристалічного дисплея такого ж розміру). Станом на 2016 р. дисплеї на автоелектронній емісії все ще перебувають на стадії удосконалення технології.

Дисплеї з тунельною емісією (SED) побудовані подібно дисплеям на автоелектронній емісії, але емісія електронів відбувається внаслідок квантового тунельного ефекту, який виникає у зазорі завширшки 5–25 нм між електродами, розміщеними на поверхні скляної пластини. Квантовий тунельний ефект має нелінійний характер – за досягнення певної напруги між електродами тунельний струм між ними різко зростає, переводячи емітер з режиму «вимкнено» у режим «увімкнено». Тунельний струм з'являється за напруги між електродами декілька десятків вольтів, а для спрямування емітованих електронів на люмінофори субпікселів між горизонтальним рядом емітерних електродів та відповідними вертикальними смужковими анодами прикладається напруга 3 кВ.

Із загальної кількості електронів тунельного струму тільки 3 % розсіюється на поверхні протилежного електрода нанометрового зазору і спрямовується на люмінофор (тобто є корисними), решта іде на цей протилежний електрод. Для регулювання яскравості субпікселя використовують широтно-імпульсну модуляцію тунельного струму.

Зазор між тильною скляною пластиною, де розміщені горизонтальні емітерні смужки, та фронтальною скляною пластиною з вертикальними анодними смужками становить декілька міліметрів. Прозорі аноди виготовляють, як і в інших типах дисплеїв, з оксиду індію-олова (ІТО-електроди).

Станом на 2016 р. дисплеї на тунельній емісії не готові до масового виробництва.

Усі електронні дисплеї є вакуумними конструкціями, які повинні протистояти тиску атмосферного повітря. Якщо в електронно-променевих трубках вакуумні колби виготовляють із товстого скла, то у плоских дисплеях використовують тонкі скляні пластини й проблема міцності вирішується встановленням розпірок між ними.

10.2. Рідкокристалічні дисплеї

У 1888 р. австрійський ботанік Фрідріх Рейніцер помітив, що похідні холестерину під час нагрівання спочатку стають каламутними, а за подальшого нагрівання знову прозорими, тобто мають дві температури плавлення; до того ж, ці речовини змінюють поляризацію випромінювання. Рейніцер попросив німецького фізика Отто Лемана подивитися на цю речовину під кристалографічним мікроскопом, сконструйованим самим фізиком. Леман побачив мікрокристали у речовині,

яка перебувала у проміжному («каламутному») стані, що і дало йому привід назвати таку речовину рідким кристалом. Леман детально дослідив властивості цих матеріалів і у 1904 р. описав їх у книзі «Рідкі кристали». У 1927 р. радянський фізик Всеволод Фредерікс створив рідкокристалічний світловий клапан, пропусканням якого можна було керувати за допомогою прикладеного електричного поля. Лише у 1962 р. американська корпорація *RCA* почала вивчати можливість використання рідких кристалів у плоскопанельних дисплеях як альтернативу електронно-променевим трубкам, а у 1968 р. її співробітники на чолі з Джорджем Хейлмеєром створили перший рідкокристалічний дисплей.

У 1972 р. в дослідницькій лабораторії американської корпорації *Hughes Aircraft Company* створили рідкокристалічний оптичний модулятор (англ. *liquid crystal light valve, LCLV*), який став основою нового типу проєкційних дисплеїв.

У 1988 р. японська корпорація *Epson* випустила рідкокристалічний телевізор з роздільною здатністю 320×220 пікселів та частотою 30 кадрів/с. Через десять років ці параметри зросли до 1920×1080 пікселів та 60 кадрів/с.

Групи рідких кристалів. Існує дві групи рідких кристалів – нематичні та смектичні. У групі нематичних кристалів виділяють підгрупу холестеричних кристалів, які різняться від інших сильною залежністю оптичних властивостей від температури.

Нематичні кристали утворені молекулами видовженої ниткоподібної форми, що і відобразилося в їх назві (лат. *neta* – нитка). Нематики поводять себе як рідина, але в цій рідині молекули рухаються упорядковано – вздовж своїх довгих осей, до того ж обертаючись навколо них (рис. 10.5, а).

Холестеричні кристали утворені, переважно, сполуками холестерину та інших стероїдів. Молекули в холестеричному кристалі групуються у спіралеподібну структуру, дуже чутливу до температури (рис. 10.5, в). Холестерики мають яскраве забарвлення і коливання температури навіть на тисячні частки градуса змінює крок спіралі, а відтак – відтінок забарвлення.

Смектичні кристали мають шарувату структуру, причому шари кристала можуть переміщуватись один відносно одного (рис. 10.5, б). Така властивість нагадує чищення однієї поверхні об іншу, що і зумовило назву кристалів (лат. *smecticus* – який чистить). Смектичні кристали змінюють стан за найменших керуючих напруг і мають найбільшу швидкодію порівняно з іншими рідкими кристалами.

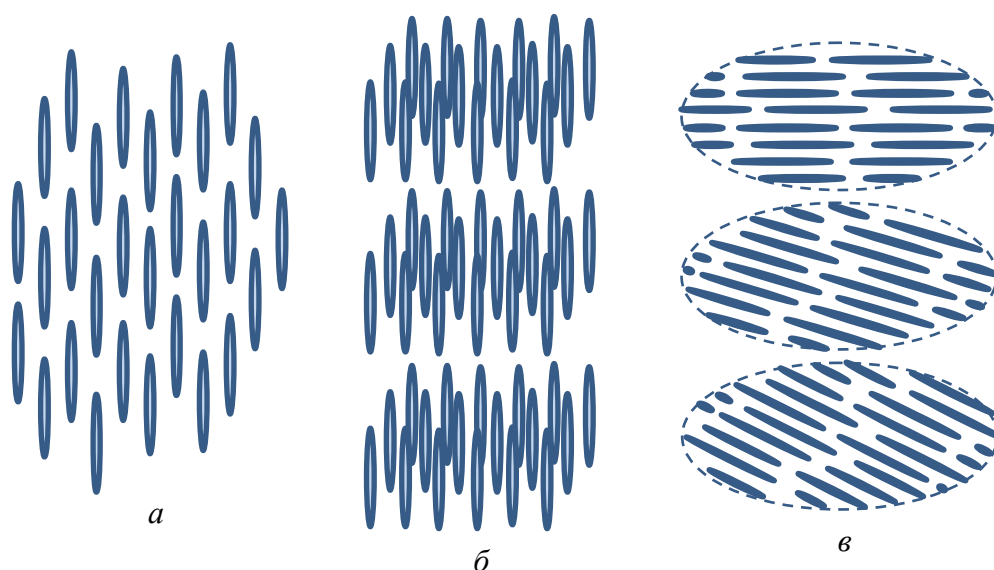


Рис. 10.5. Розміщення молекул у рідких кристалах – нематичному (а), смектичному (б) та холестеричному (в)

Молекули рідкого кристала по-різному реагують на прикладене електричне поле, розвертаючись вздовж поля (позитивна діелектрична анізотропія) або перпендикулярно полю (негативна діелектрична анізотропія). Молекули за формою нагадують стрижні, й ці стрижні можуть вишиковуватись паралельно поверхні підкладки (гомогенна упаковка) або перпендикулярно підкладці (гомеотропна упаковка). Модуляцію світла в дисплеях здійснюють, змінюючи електричним полем орієнтацію молекул рідкого кристала відносно площини поляризації світла.

Існує декілька оптичних ефектів, які використовують у рідкокристалічних дисплеях (англ. *Liquid Crystal Display, LCD*) [47; 48].

Динамічне розсіяння світла спостерігається в нематичному та холестеричному кристалах з негативною діелектричною анізотропією. Між скляними пластинами, на які нанесено прозорі електроди (у вигляді цифр, літер або умовних знаків), міститься шар рідкого кристала завтовшки 5–50 мкм. За прикладання до електродів порогової напруги (від одиниць до десятків вольтів) прозорий кристал стає непрозорим і набуває молочного кольору. Такі зміни відбуваються внаслідок того, що під час протікання через кристал постійного або низькочастотного струму достатньої величини іони, наявні у кристалі або цілеспрямовано домішані, розгойдують молекули кристала, створюючи локальні оптичні неоднорідності, які сильно розсіюють світло. У холестеричному кристалі або у суміші нематичного та холестеричного кристалів розсіяння

залишається навіть після зняття поля (ефект пам'яті), і для просвітлення кристала прикладають високочастотне поле. Динамічне розсіяння світла використовують в індикаторах, які працюють на відбиття світла, що падає від природних або штучних джерел, причому такі індикатори мають низьке енергоспоживання (менше 1 мВт/см^2).

Твіст-ефект (англ. *twist* – скручування, поворот) полягає в тому, що, коли немає електричного поля, видовжені молекули нематичного кристала, залишаючись перпендикулярними до оптичної осі елементарного модулятора світла (комірки пікселя або субпікселя), розвертаються між тильною та фронтальною скляними пластинами на 90° (рис. 10.6, а). Це досягається нанесенням на скляні пластини тонкого шару прозорого полімеру (полііміду) і формуванням мікрорифленої поверхні, наприклад, натиранням пластини тканиною в одному напрямку, внаслідок чого утворюються паралельні мікроборозенки. Поблизу такої поверхні молекули нематичного кристала вишиковуються вздовж мікроборозенок, а якщо мікроборозенки тильної та фронтальної пластин ортогональні між собою, то молекули нематичного кристала повертаються між ними на 90° , повертаючи заодно і площину поляризації світла.

Скляні пластини із проміжним шаром рідкого кристала перебувають між схрещеними поляризаторами (вхідним поляризатором та вихідним аналізатором). Завдяки повороту молекулами рідкого кристала площини поляризації світла на 90° останнє вільно проходить крізь комірку субпікселя, забарвлюючись у колір світлофільтра (зазвичай червоний, зелений або синій), розміщеного між тильною скляною пластиною та джерелом світла.

Рідкі кристали не є джерелами світла, вони здатні лише здійснювати його модуляцію. У більшості *LCD*, випущених до 2012 р., джерелами світла служили вузькі циліндричні люмінесцентні лампи з холодним катодом (у ноутбуках їх зазвичай було дві). Такі лампи запалюються напругою 1500 В і працюють на змінному струмі частотою 40–50 кГц за напруги 700 В. Люмінесцентні лампи завдяки великій площі випромінювання та широкому спектру забезпечують рівномірне підсвічування екрана білим світлом. Довговічність таких ламп сягає 50 000 год.

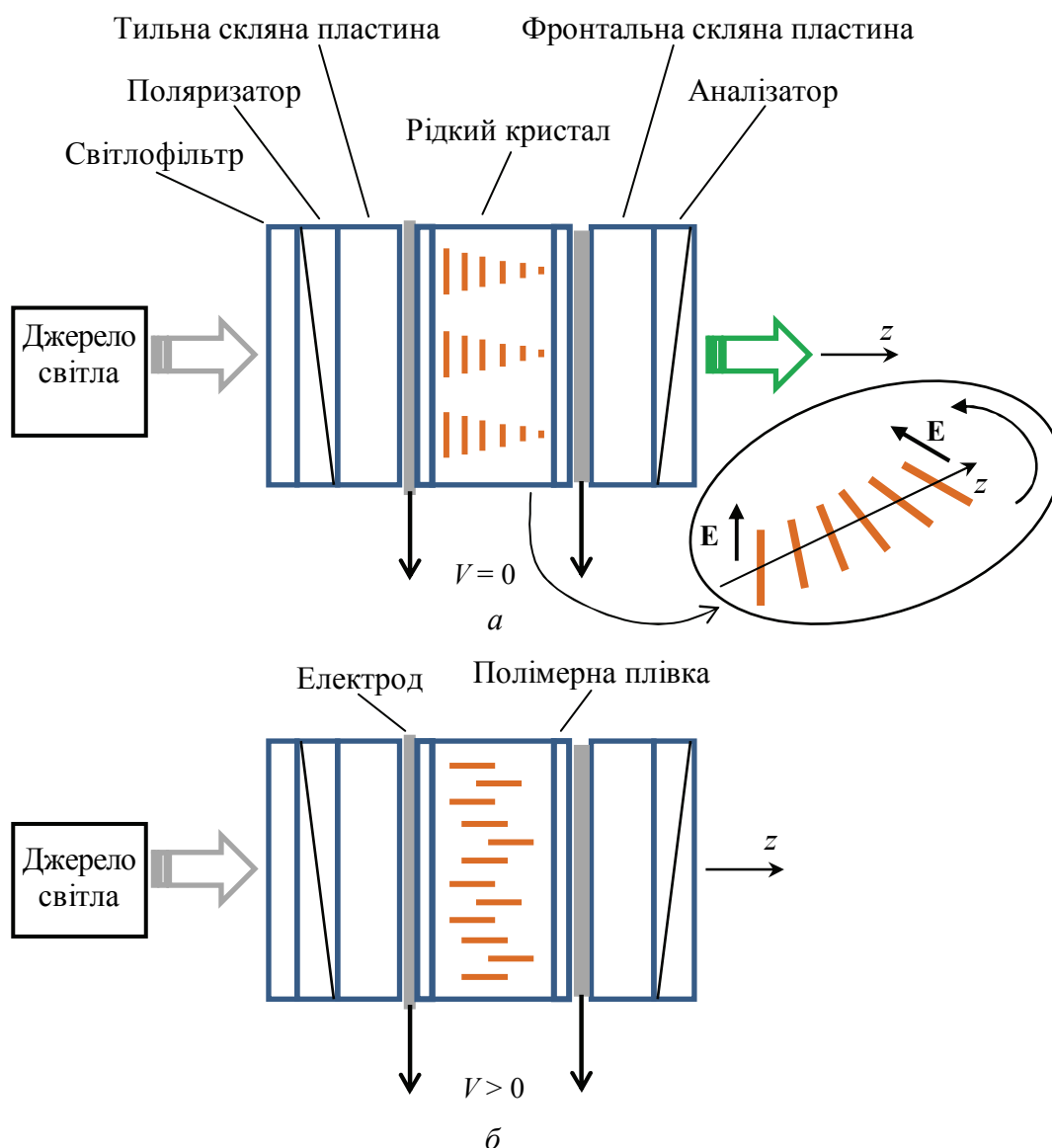


Рис. 10.6. Комірка рідкокристалічного дисплея на основі твіст-ефекту за прикладеного електричного поля (б) та без нього (а). На виносці показано поворот між скляними пластинами молекул рідкого кристала та вектора поляризації світла E .

Останнім часом для підсвічування *LCD* використовують матриці білих світлодіодів, випромінювання яких рівномірно розсіюється по екрану дифузором (матовим склом). Для кращого передавання кольорів білі світлодіоди поступово замінюють *RGB*-світлодіодами.

У цифрових наручних годинниках, які з'явилися у 60-х роках XX ст., підсвічування здійснювали мініатюрними лампами розжарювання.

На внутрішній стороні скляних пластин між склом та полімерним покриттям нанесені прозорі електроди – їх зазвичай виготовляють

з оксиду індію-олова ($\text{In}_2\text{O}_3:\text{Sn}$, *ITO*). Недоліком прозорих електродів є інжекція іонів кисню та індію в активний шар оптоелектронного пристрою (наразі у рідкий кристал дисплея), тому *ITO*-електроди поступово замінюють на графенові [49].

У разі прикладання напруги V до пари схрещених електродів електричне поле між ними розвертає молекули рідкого кристала вздовж поля, знімаючи тим самим ефекти скручування і повороту площини поляризації. Світло затримується аналізатором, і субпіксель набуває чорного кольору. Керувати яскравістю субпікселя можна у частотному режимі, змінюючи час перебування його у прозорому стані.

Ефект «гість-хазяїн» полягає у тому, що до рідкого кристала («хазяїна») домішують плеохроїчний барвник («гість»), який має властивість змінювати колір відбитого світла залежно від кута між напрямком падаючого світла та осями його молекул видовженої форми. Електричне поле розвертає молекули рідкого кристала, а ті, у свою чергу, – молекули барвника.

Застосування рідкокристалічних дисплеїв. *LCD* застосовують в електронних годинниках, телефонах, цифрових камерах, вимірювальних приладах, навігаторах, комп'ютерах, телевізорах та інших пристроях із графічним відображенням інформації. Більшість *LCD* працює з тильним підсвічуванням убудованими джерелами світла, але у деяких (наприклад, у годинниках) використовують світло, відбите від підкладки, що набагато зменшує енергоспоживання таких пристроїв. Існують *LCD* зі збереженням зображення навіть у вимкненому стані пристрою.

Матриці *LCD* разом із потужними лампами або світлодіодами та проекційною оптикою використовують у проекторах.

Переваги та недоліки рідкокристалічних дисплеїв. *LCD* мають значно менші товщину, масу та енергоспоживання порівняно з кінескопами. Немає у *LCD* і таких вад зображення, як геометричні аберації, миготіння екрана, розфокусування.

Недоліками *LCD* є менший контраст, ніж у кінескопів та плазмових дисплеїв, який до того ж залежить від кута спостереження, а також менша частота зміни зображення. За довгого утримання на екрані статичного зображення слід від нього переноситься у наступні зображення і з часом зникає.

LCD нормально працюють у температурному діапазоні 10–40 °С. За охолодження нижче –20 °С та нагрівання понад 45 °С дисплей може вийти з ладу.

10.3. Основні параметри 2D-дисплеїв

Є декілька параметрів, які характеризують якість відтворюваного зображення і за якими можна порівнювати різні типи плоских дисплеїв.

Роздільна здатність зазвичай подається як добуток кількості пікселів по горизонталі та вертикалі. У телебаченні високої чіткості (англ. *high-definition television, HDTV*) стандартний дисплей з відношенням сторін 4:3 має роздільну здатність 1600×1200, а широкоекранний (з відношенням сторін 16:10) – 1920×1200. Роздільну здатність останнього дисплея можна було б подати як $2k$, що означає наявність у рядку приблизно двох тисяч пікселів ($2k - 2 \text{ kilopixels}$).

У кінескопі (приймачі аналогового телебачення) горизонтальна роздільна здатність визначається частотними характеристиками телевізійного тракту (орієнтовно рядок містить до 1000 пікселів), а вертикальна задається стандартом розгортки електронного променя (у європейському стандарті у кадрі 625 рядків за частоти кадрів 50 Гц, у стандарті США – 525 рядків за частоти 60 Гц).

Яскравість характеризує кількість світла, випромінюваного дисплеєм. Наприклад, *LCD* ноутбука має яскравість 300 кд/м².

Контраст визначають як відношення максимальної яскравості пікселя та мінімальної, вимірених у темному приміщенні – чим вища освітленість приміщення, тим нижчим буде контраст.

Серед усіх видів люмінесценції катодолюмінесценція має найвищу яскравість світіння (до 10⁹ кд/м²), тому контраст кінескопів може перевищувати 15 000:1. Плазмові та рідкокристалічні дисплеї мають контраст до 10 000:1. У *LCoS*-дисплеїв контраст сягає 15 000:1.

Глибина кольору показує, скільки бітів витрачається на кодування кольору пікселя. Для чорно-білого зображення достатньо одного біта на піксель (наприклад, «0» – це білий, «1» – чорний). Глибина кольору 24 біти означає можливість відтворення 2²⁴, тобто понад 16 млн кольорів. Зауважмо, що око звичайної людини розрізняє не більше 100 кольорів і лише художники можуть розрізнити до 300 кольорів.

Час відгуку – це час збільшення/зменшення яскравості пікселя в $e = 2,72$ разів у разі стрибкоподібної зміни амплітуди електричного

сигналу. Для кінескопів та плазмових дисплеїв час відгуку менший за 1 мкс, для LCD – більший за 1 мс, для OLED – менший за 0,01 мкс.

Кут огляду – це кут спостереження екрана дисплея, за якого контраст зображення зменшується до 10:1.

10.4. Електронні чорнила та електронний папір

Електрофорез. У 1808 р. російський вчений Фердинанд Рейс відкрив явище електрофорезу – спрямованого руху мікрочастинок, завислих у рідині або газі, під дією прикладеного електричного поля. Це явище стало основою електрофотографії – методу отримання фотографічного зображення з прихованого зображення у вигляді електричного потенціального рельєфу, попередньо записаного на діелектрику чи високоомному фотопровіднику. Найбільш поширеним електрофотографічним процесом стала ксерографія, яка передбачає заряджання поверхні фотопровідникової пластини коронним зарядом, її локальне розрядження світлими елементами оптичного зображення й утворення потенціального рельєфу, а також налипання на пластину мікрочастинок тонера з подальшим перенесенням утвореного на пластині фотографічного зображення на папір.

Одним із суттєвих недоліків більшості типів дисплеїв є різке зниження контрастності зображення через освітлення прямим сонячним світлом або високу освітленість приміщення. Пілот у кабіні винищувача або хірург в операційній повинні мати дисплеї з дуже високою яскравістю та контрастністю зображення, щоб швидко реагувати на зміну ситуації. Як відомо, зі зниженням освітленості сцени швидкість реакції людини падає. Те саме відбувається і в разі зниження контрастності зображення, навіть за високої освітленості.

Останнім часом набули поширення електронні книжки. До дисплеїв електронних книжок вимоги досить специфічні: вони не потребують високої швидкодії і можуть навіть обмежитися чорно-білим зображенням, причому не тільки тексту, але й малюнків. Все ж таки кольорове відображення графічної інформації суттєво збільшує вартість і друкованої, й електронної продукції. Нарешті, бажано, щоб електронна книжка витрачала енергію електричних акумуляторів тільки на гортання сторінок, а не на час читання сторінки. Розгляньмо, як задовольняють ці вимоги сучасні технології та ті, які ще перебувають на стадії експериментальних досліджень. Почнемо з найбільш поширеної у наш час технології «електронні чорнила».

Уявімо дисплей, екран якого складений з маленьких капсул. Нехай кожна капсула заповнена рідиною із завислими мікрочастинками білого та чорного пігменту, причому білі частинки заряджені позитивно, а чорні – негативно (рис. 10.7). Приклавши до капсули електричне поле, можна змусити, наприклад, білі частинки піднятися вгору, до передньої (лицевої) площини дисплея. Змінивши напрямок поля, можна зробити верхню частину капсули чорною. Так працює в електронних чорнилах елемент, відповідальний за забарвлення пікселя.

Для переміщення білих та чорних частинок в електричному полі використовується таке явище, як електрофорез.

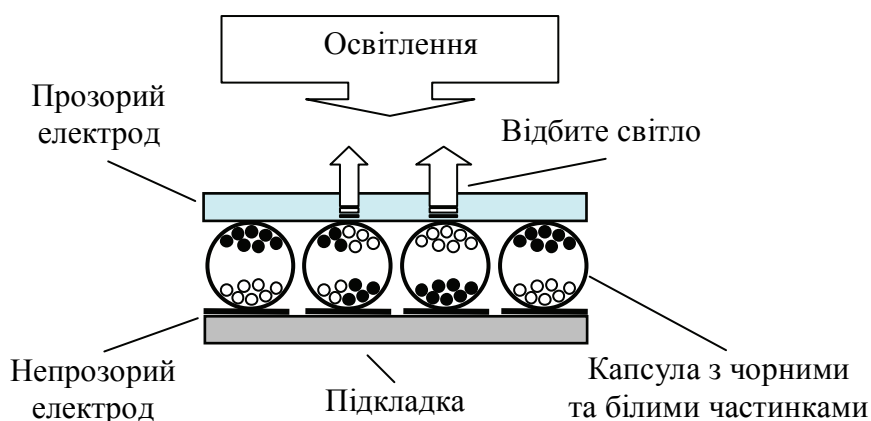


Рис. 10.7. Формування пікселів в технології «електронні чорнила»

Зміна зображення відбувається у такому дисплеї за 0,2 с, причому у статичному режимі (читання сторінки) електрична енергія не споживається. Оскільки яскравість зображення забезпечується зовнішнім освітленням, то зрозуміло, що найвищою вона буде за прямого сонячного освітлення. Щодо контрастності є деякі проблеми: білі частинки не можуть повністю закрити чорні, тому ефективний коефіцієнт відбиття білого пікселя вдвічі менший, ніж у аркуша білого паперу (типовий коефіцієнт відбиття останнього становить 0,8).

Однією з технологій виготовлення дисплеїв є 3D-друк. Ця технологія ґрунтується на принципі роботи струминних принтерів: у резервуар подається мікрокрапелька чорнил, температуру резервуара швидко підвищують, внаслідок чого в ньому різко зростає тиск і чорнило реактивним струменем вилітає через сопло резервуара на папір, утворюючи піксель зображення.

Приклад 10.1. Відстань між очима оператора та екраном монітора $L = 0,5$ м. Діаметр зіниці ока $d = 4,5$ мм. Знайти просторову частоту зображення в точках на дюйм (англ. *dpi, dots per inch*; 1 дюйм = 25,4 мм) та у міліметрах у мінус першому степені (мм^{-1}), яку ще може розрізнити око з такої відстані.

Оператор може розрізнити на екрані монітора два сусідніх синіх пікселі (точки зображення) з $\lambda_B = 0,45$ мкм, якщо з центру зіниці їх видно під кутом

$$\psi = 1,22 \frac{\lambda}{d} = 1,22 \frac{0,45 \cdot 10^{-3}}{4,5} = 1,22 \cdot 10^{-4} \text{ рад.}$$

Для червоних пікселів ($\lambda_R = 0,65$ мкм) ця величина зросте у $\lambda_R/\lambda_B \approx 1,4$ разу. За отриманою кутовою роздільною здатністю лінійну знайдемо спочатку як відстань між синіми пікселями, видимими роздільно:

$$a_s = L\psi = 0,5 \cdot 1,22 \cdot 10^{-4} = 6,1 \cdot 10^{-5} \text{ м} = 0,061 \text{ мм.}$$

Розрізнявана просторова частота на синіх елементах зображення становитиме

$$\xi_B = 25,4/0,061 = 416 \text{ dpi або } \xi_B = 1/0,061 = 16 \text{ мм}^{-1}.$$

На червоних елементах зображення роздільна здатність становить відповідно $\xi_R = 288 \text{ dpi}$ або 11 мм^{-1} .

10.5. Проектори

Першим своєрідним проектором була камера-обскура, у тому числі природна, яка проектувала крізь невеликий отвір на стіну темного приміщення (або ящика) добре освітлені зовнішні предмети. Італійський вчений Джамбаттиста де ла Порта запропонував у 1589 р. використовувати камеру-обскуру для проекції малюнків на екран. Ідею камери-обскури й нині використовують у фотоапаратах без об'єктива (стенопах) для отримання фотографій з великою глибиною сцени, спостереження сонячних затемнень та в непомітних цифрових камерах спостереження.

У 1858 р. англійський винахідник Генрі Діркс розробив для театрів метод проекції, в якому використав оптичну ілюзію, описану ще у 1558 р. у книзі Порти «Натуральна магія». У 1863 р. завдяки підтримці англійського вченого Джона Пеппера під час театральної вистави на сцені з'явився привид, який справив сильне враження на жителів Лондона, його прозвали «привидом Пеппера» (рис. 10.8). З появою потужних цифрових проекторів оптичну ілюзію стали використовувати в сучасних «голографічних» шоу.

Випуск електронно-променевих трубок розпочався у 1922 р. – вони стали першими електронними дисплеями спочатку в осцилографах, а згодом і в телевізорах. Кольорові трубки з'явилися у 1954 р.

Цифровий проектор розробив у 1987 р. інженер американської компанії *Texas Instruments* Ларі Хорнбек. Із 1996 р. компанія почала промисловий випуск проекторів.

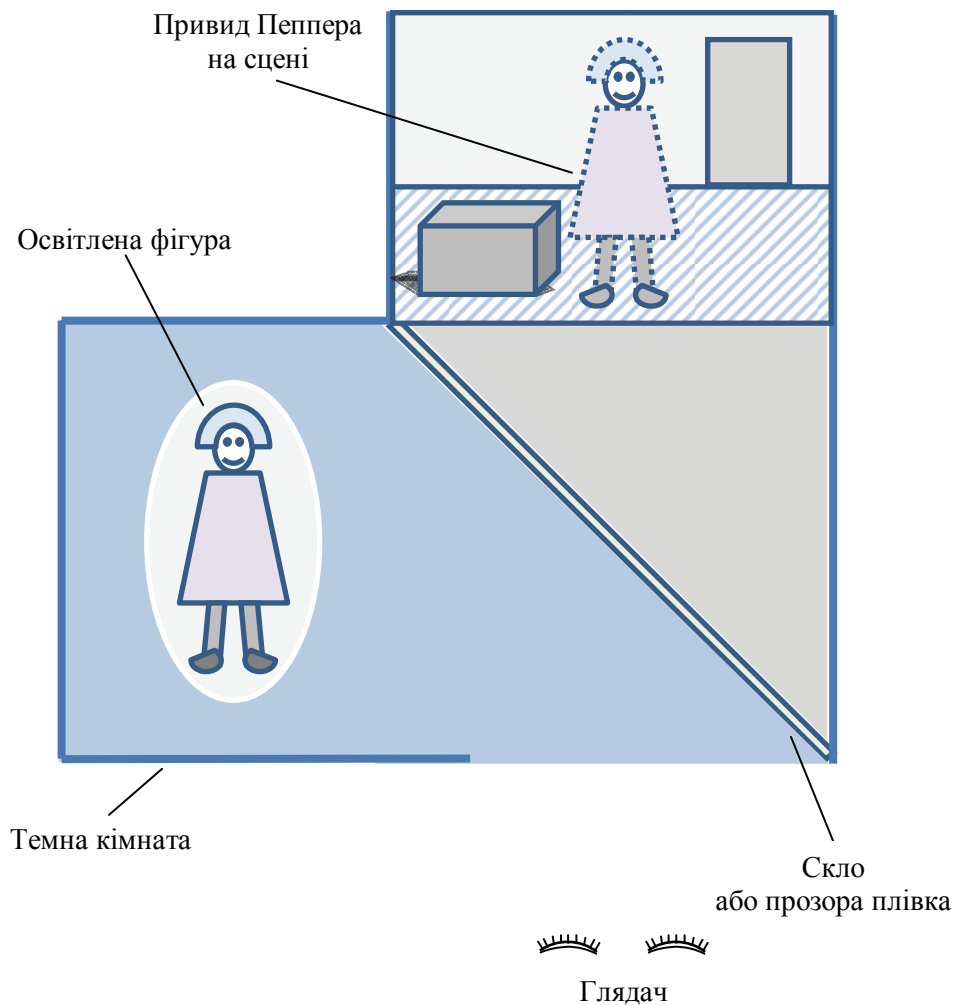


Рис. 10.8. Створення оптичної ілюзії «привид Пеппера» із дзеркальним зображенням, схожим на голографічне

Альтернативною дисплеєм з великим екраном служать проектори, які за невеликих розмірів можуть давати яскраві кольорові зображення площею декілька десятків квадратних метрів, наприклад, на екрані або стіні. Якщо у предків сучасних проекторів носієм зображень були папір (в епідіаскопах), фотоплівка (у фільмоскопах та діапроекторах) або кіноплівка (у кінопроекторах), то у наш час зображення з комп'ютера потрапляє на дисплей просвітного або відбивного типу, а вже з нього за допомогою потужного джерела світла та оптики проектується на екран.

У цифрових проекторах використовують просторово-часові модулятори світла двох типів – на рідкокристалічних матрицях та на матрицях мікродзеркал, причому бувають одноматричні та триматричні проектори (в останніх три матриці окремо формують червоні, зелені та сині

пікселі кольорового зображення). Обидва типи проекторів отримують цифрові зображення з комп'ютера.

На рис. 10.9 показано триматричний *LCD*-проектор, в якому кожна рідкокристалічна матриця відповідає за формування одноколірного зображення – червоного, зеленого або синього. Одноколірні зображення об'єднуються за допомогою кольорозмішувальної призми і через об'єktiv проектується на екран уже у вигляді повноколірного зображення. Для того, щоб розділити білий світловий потік лампи (зібраний колектором у паралельний потік) на три кольорові потоки, використовують два дихроїчні фільтри, здатні відбивати випромінювання одного кольору, а пропускати іншого (практично не поглинаючи випромінювання і не нагріваючись, як це відбувається в абсорбційних фільтрах). Ефект розділення спектра падаючого випромінювання виникає внаслідок його інтерференції в багатошаровій структурі з чергуванням тонких діелектричних плівок з високим та низьким показниками заломлення.

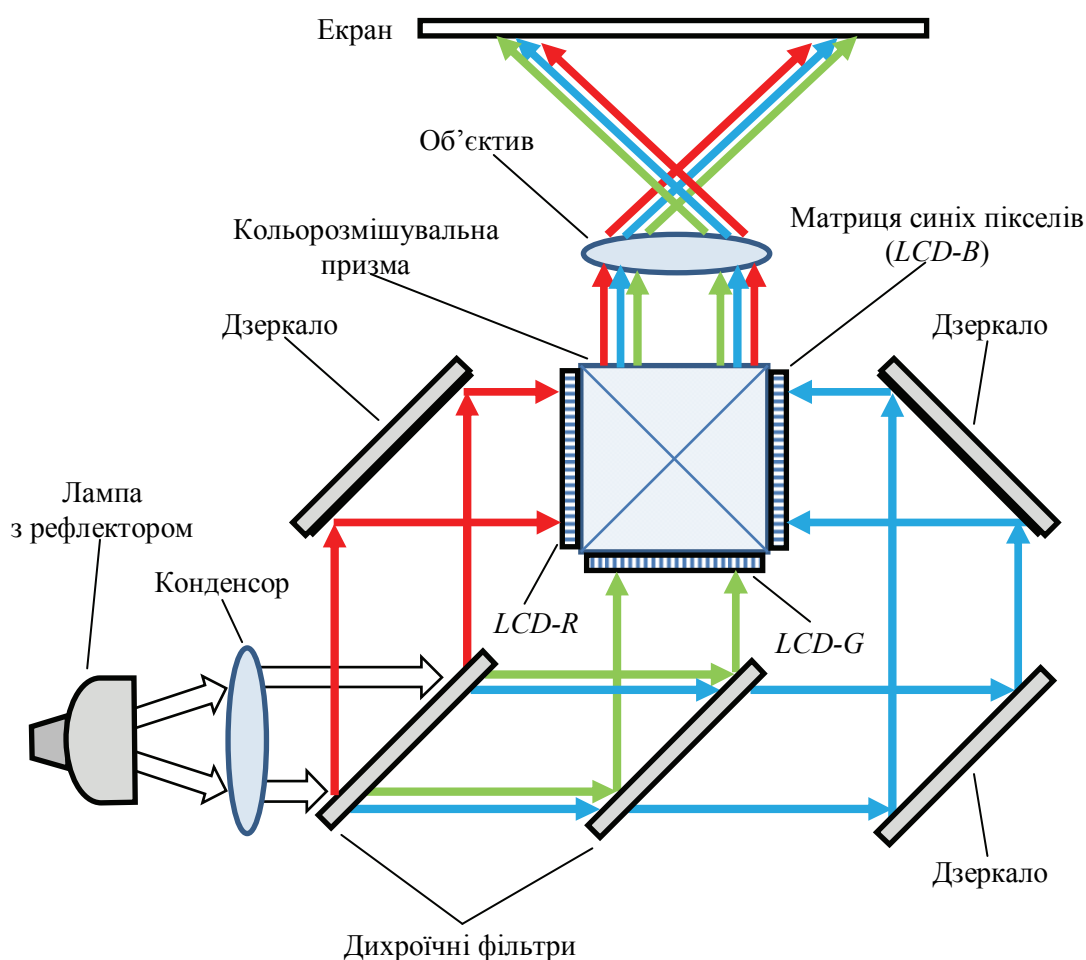


Рис. 10.9. Проектор з трьома матрицями *LCD*

У технології *DLP* (англ. *digital light processing* – цифрова обробка світла) просторово-часову модуляцію світла здійснює матриця мікродзеркал. Кожне мікродзеркало розміром приблизно 10×10 мкм закріплене на площадці, підвішеній на плоскій пружині на двох опорах (рис. 10.10). Під дзеркалом з обох боків розміщені два електроди, на які подають електричні потенціали, здатні за рахунок кулонівської сили електростатичного притягання нахилити дзеркало у той чи інший бік приблизно на 12° . Під кожним дзеркалом є чарунка відеопам'яті *SDRAM* (*synchronous random access memory* – синхронна динамічна пам'ять з довільним доступом). Понад 2 млн мікродзеркал, які забезпечують роздільну здатність 1920×1080 та відеопам'ять є складовими чипу *DMD* (*digital mirror device* – цифровий дзеркальний пристрій).

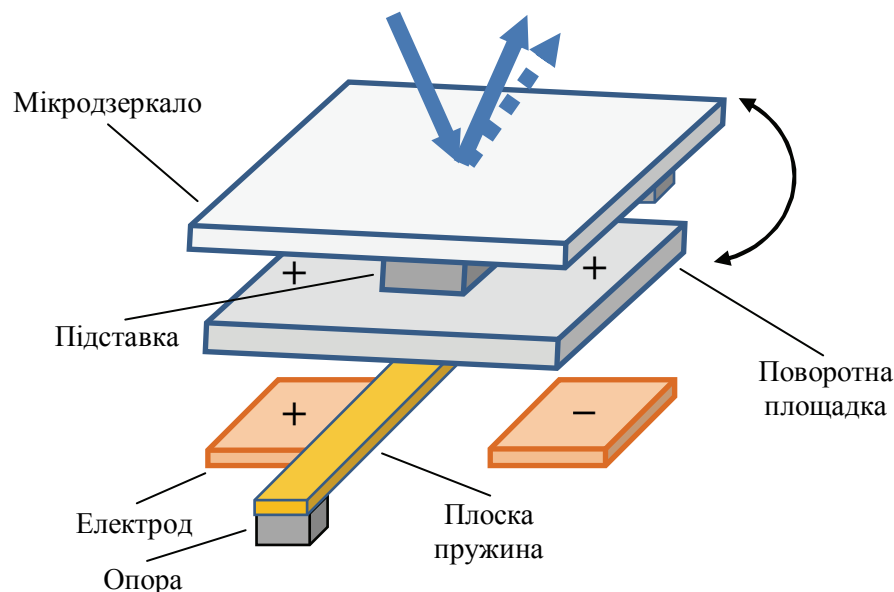


Рис. 10.10. Мікродзеркало DMD
з електростатичним керуванням нахилом

Кожне дзеркало коливається з частотою декілька кілогерців, переходячи зі стану формування білого пікселя (відбите дзеркалом світло галогенної лампи спрямовується на проекційний об'єктив) у стан формування чорного пікселя (світло відводиться убік, на тепловідвід). Залежно від того, скільки часу дзеркало утримується в кожному зі станів за час проекції кадру, піксель може отримати до 1024 відтінків сірого.

У разі використання у проекторі ксенонової лампи кольорові пікселі утворюють або пропусканням білого світла крізь кольоровий диск зі світлофільтрами у вигляді секторів диска, або розділенням призмою

світлового потоку від лампи на три потоки, пропусканням їх через світлофільтри і спрямуванням кожного потоку на власну матрицю мікродзеркал. У проекторі з однією матрицею диск обертається з високою швидкістю і пропускання світла, наприклад через зелений сектор, синхронізоване з формуванням *DMD* зеленої компоненти кадру (рис. 10.11). Тричипові проектори забезпечують кращу якість зображення (більшу насиченість кольорів та відсутність миготіння).

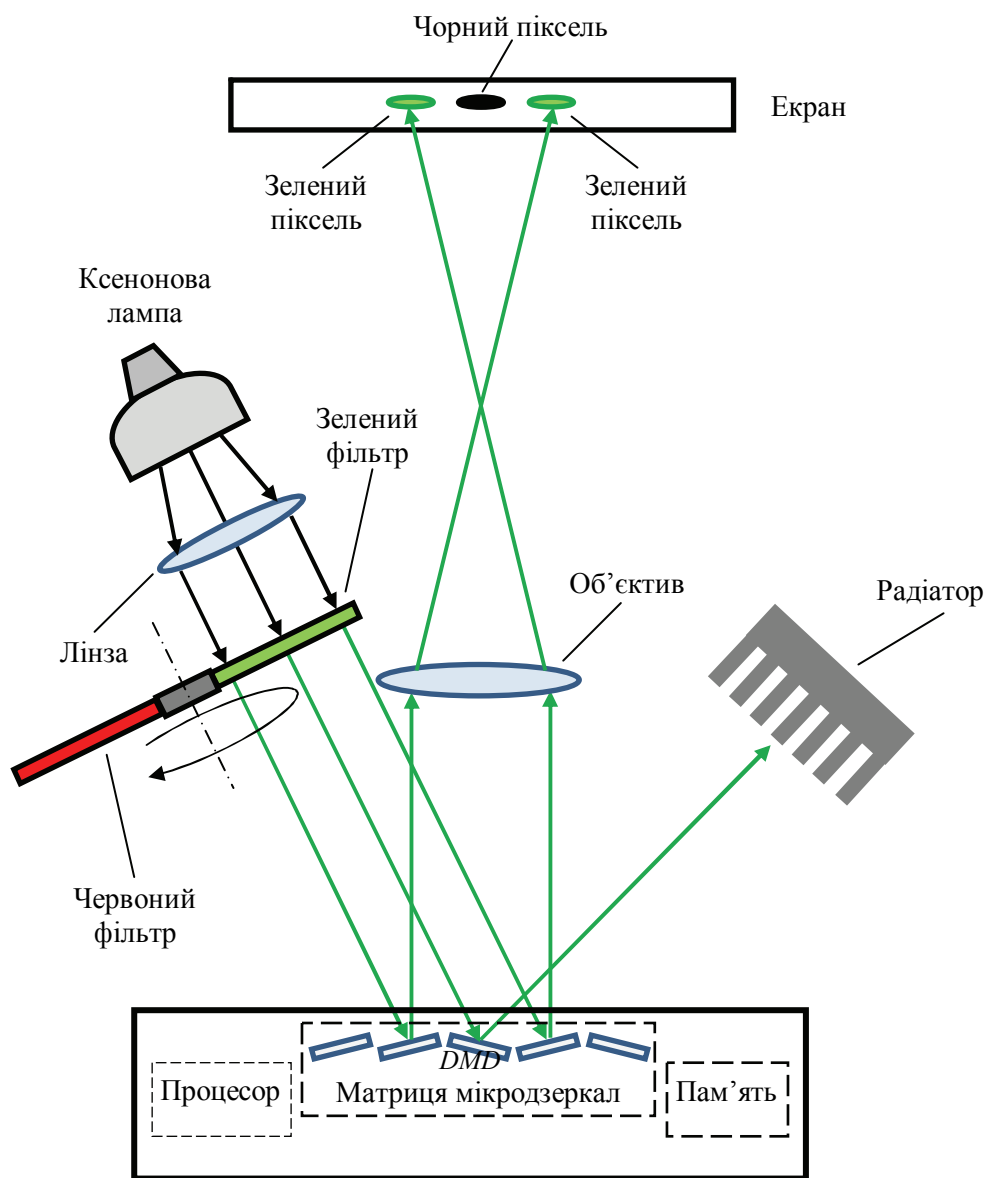


Рис. 10.11. Спрощена схема одночипового *DLP*-проектора

Ксенонові лампи мають яскравість від 20 000 до 500 000 кд/см² і широко використовуються у проекторах. Останнім часом також застосовуються потужні світлодіоди та лазерні діоди з червоним, зеленим

та синім кольорами випромінювання. *DLP*-проектори з лазерними діодами мають найбільш потужні світлові потоки, недосяжні для інших типів дисплеїв. Такі проектори широко використовують у кінотеатрах *IMAX*, де ширина екрана сягає 36 м.

10.6. 3D-дисплеї

Очі людини, як і тварини, бачать предмети під трохи різними кутами, і два плоскі зображення, які формуються кришталиками на сітківках, синтезуються мозком в об'ємне зображення. Така бінокулярна (стереоскопічна) властивість зору в 1838 р. була використана англійським вченим Чарльзом Вітстоном у стереоскопі – приладі, який за допомогою двох дзеркал, розміщених під кутом, дозволяв спостерігати одночасно, але лівим та правим оком порізно, малюнки (фотографій ще не було) двох ракурсів одного і того самого предмета (рис. 10.12, *а*). У техніці вчений став більш відомим як винахідник моста Вітстона – приладу для вимірювання опору резисторів.

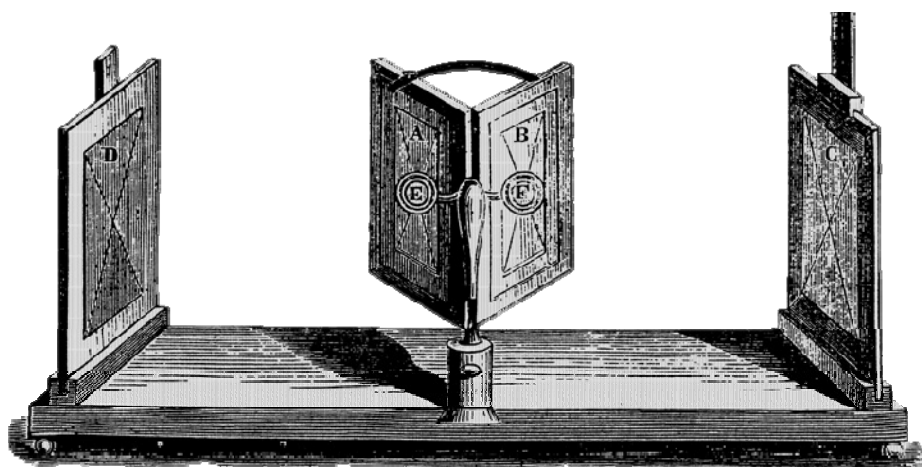
З винаходом фотографії (1839 р.) стало можливим у стереоскопах використовувати пару різноракурсних фотознімків – стереопару. Шотландський фізик Девід Брюстер для роздільного спостереження очима знімків стереопари використав у 1849 р. дві лінзи (рис. 10.12, *б*). Згодом таку конструкцію використали у стереофотоапаратах. Брюстер більш відомий за ефектом та законом його імені, які вчений відкрив у 1815 р.

У 2005 р. співробітники Техаського університету (США), використовуючи потужні лазери, продемонстрували можливість формування 3D-зображень з вокселів, утворених лазерною плазмою. Сильне електричне поле, наявне у фокусі потужного лазерного пучка, іонізує у повітрі молекули кисню та азоту, викликаючи появу лазерної плазми. Область світіння плазми і є елементом об'ємного зображення, яке будують за допомогою просторового переміщення фокуса лазерного пучка.

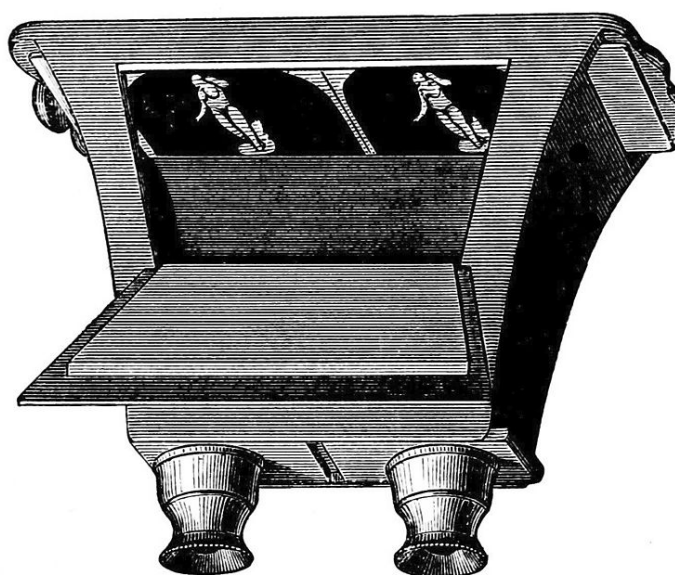
Відчуття об'ємності реальної сцени у людини виникає на основі *конвергенції* – зведення (порушення паралельності) очних осей, *паралаксу* (різного видимого положення ближніх об'єктів відносно віддалених для лівого та правого ока), *паралаксу руху* (зміни видимого положення ближніх об'єктів відносно віддалених під час відносного руху об'єктів та ока) та *акомодатії* (напруження очного м'яза для зміни кривизни кришталика і перефокусування з віддалених об'єктів на ближні).

Стереоскопічні дисплеї (або екрани у стереокінотеатрах) забезпечують ліве та праве око плоскими зображеннями, знятими двохооб'єктивною камерою, об'єктиви в якій розміщені приблизно на такій же

відстані, як центри зіниць у людини. За такою стереопарою мозок синтезує квазіоб'ємне зображення знятої сцени.



а



б

Рис. 10.12. Стереоскопи – дзеркальний Вітстона (а) та лінзовий Брюстера (б)

Для того, щоб ліве та праве око бачили на екрані різні зображення, стереопари зазвичай використовують окуляри з поляризаційними фільтрами, осі пропускання яких ортогональні, або з кольоровими фільтрами (червоним та синім). У першому випадку на екран мають проектуватися зображення з ортогональною поляризацією світла, а у другому – зображення, зняті через червоний та синій світлофільтри. Такі методи стереоскопії називають просторовим мультиплексуванням, оскільки ракурсні зображення стереопари накладені на дисплеї просторово й одночасно.

Ще один метод стереоскопії передбачає почергове відображення на екрані ракурсних зображень стереопари і синхронне відкриття та закриття рідкокристалічних оптичних затворів на окулярах. У цьому методі реалізовано часове мультиплексування, коли ракурсні зображення з'являються на екрані почергово і так само почергово сприймаються лівим та правим оком.

Стереоокуляри створюють незручності для глядача, тому вчені намагаються рознести у просторі ракурсні зображення стереопари. Один із методів (метод паралаксного бар'єра) ґрунтується на розбиванні ракурсних зображень на дві множини смужок, чергуванні смужок для лівого та правого ока на екрані та спостереженні через множину паралельних щілин або циліндричних лінз, які уможливають спостереження лівим та правим оком тільки власних ракурсних зображень. Паралельні щілини створюють додатковим рідкокристалічним дисплеєм, розміщеним перед основним (рис. 10.13, *а*). Циліндричні лінзи – це прозора полімерна пластина з відповідним рельєфом, яку накладають на смугасте стереозображення (рис. 10.13, *б*). Окрім спостереження стереоскопічного зображення, дисплеї з паралаксним бар'єром дозволяють, наприклад, водію бачити на екрані карту *GPS*-навігатора, а пасажиру – фільм, як це реалізовано у 2010 р. у британському автомобілі *Range Rover*.

Методи спостереження стереозображень без спеціальних окулярів називають автостереоскопічними.

Принципово іншим видом стереоскопічного дисплея є віртуальний ретинальний дисплей (*VRD*). У цьому дисплеї триколірна світлова пляма переміщується безпосередньо по сітківці ока і формує на ній растрове зображення. Джерелами світла є лазерні діоди або світлодіоди з червоним, зеленим та синім кольорами випромінювання. Модуляцію інтенсивності світла здійснюють відеосигналом, який керує струмом цих діодів. Растрову розгортку світлового променя виконують горизонтальний та вертикальний сканери, виготовлені, наприклад, за *MEMS*-технологією. У дисплеї сканер – це електромеханічний пристрій з поворотним дзеркалом, який здійснює розгортку лазерного променя. Аналогом сканера є дзеркальний гальванометр, в якому на рухомій плоскій котушці прикріплене дзеркальце; магнітне поле вимірюваного струму в котушці взаємодіє з полем постійного магніту

і повертає котушку, а відбитий від дзеркальця світловий промінь переміщується вздовж вимірювальної шкали приладу.

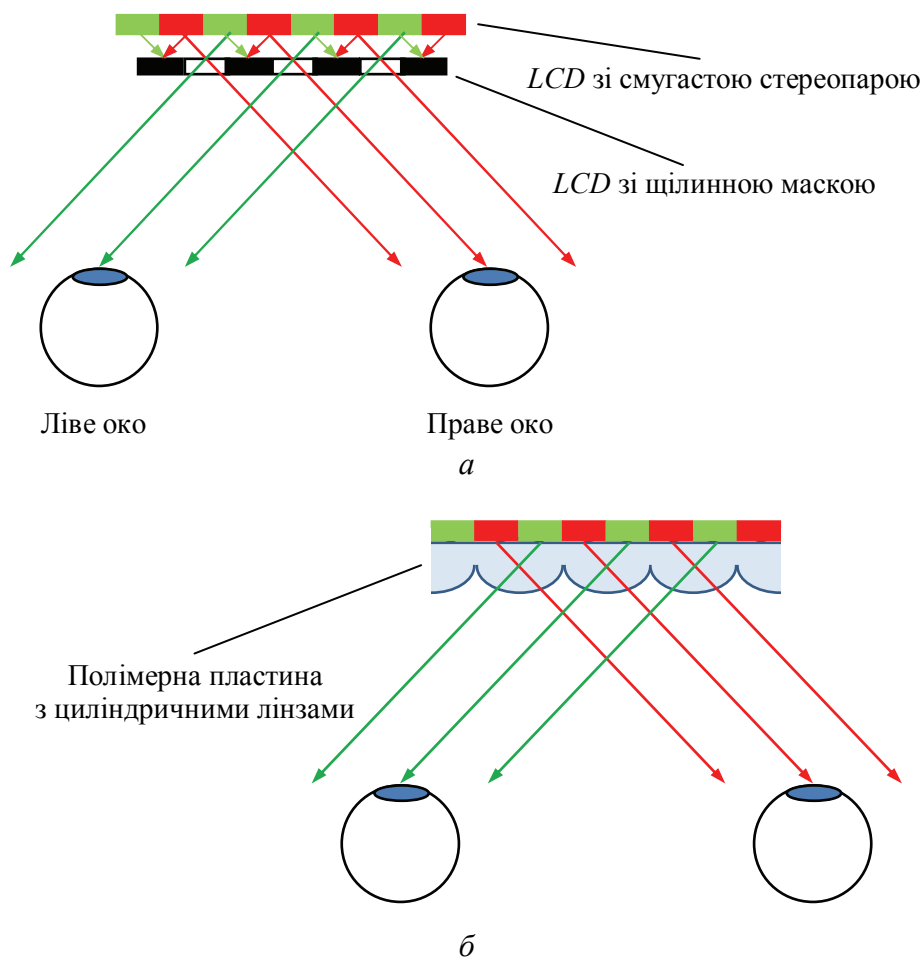


Рис. 10.13. Стереодисплеї зі щілинним (а) та лінзовим (б) паралаксними бар'єрами

Сфери застосування *VRD* є авіаційні та автомобільні симулятори, відеосистеми для людей з поганим зором, шлеми для військових з доповненою реальністю (наприклад, накладанням на поле зору карти певної місцевості та іншої оперативної інформації), аналогічні шлеми для хірургів і, зрештою, для фанатів комп'ютерних ігор.

3D-дисплеї поділяють на волюметричні (англ. *volumetric* – об'ємний) та багаторакурсні. Волюметричні багатопланові дисплеї формують об'ємне зображення проектуванням серії плоских зображень на екран, який обертається з періодом, меншим від 0,1 с, або на стопу рідкокристалічних екранів, які послідовно переводять із прозорого стану в розсіювальний (рис. 10.14). Наприклад, дисплей *DepthCubeTM*

компанії *LightSpace Technologies* (США) має двадцять рідкокристалічних екранів, які за допомогою драйвера, керованого комп'ютером, переводяться послідовно за 0,39 мс із прозорого стану в розсіювальний і після проєкції зображення повертаються за 0,08 мс знову в прозорий стан. Екрани виготовлені зі стабілізованого полімером холестеричного кристала і в прозорому стані пропускання всієї стопи екранів становить 44 %. Розміри об'ємного зображення $40 \times 30 \times 10$ см, роздільна здатність – $1024 \times 748 \times 20$ пікселів, глибина кольору – 15 біт, частота оновлення зображень 20 Гц [50].

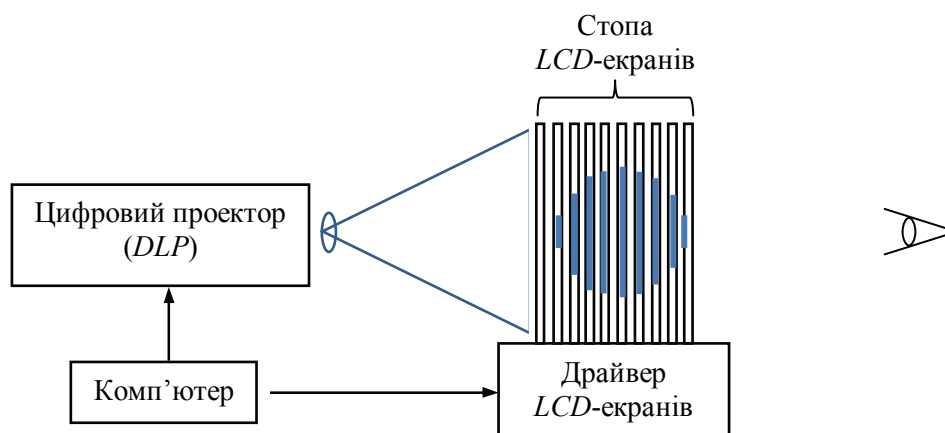


Рис. 10.14. Схема багатопланового 3D-дисплея

У багаторакурсних дисплеях використовують або лінзовий растр, або складену голограму. Призначення растра та голограми – сформувати для кожного напрямку спостереження своє ракурсне зображення об'ємної сцени.

На рис. 10.15 зображено лінзовий багаторакурсний дисплей, в якому за допомогою лінзового растра формують для лівого та правого ока свої зони спостереження [51]. Лінзовий растр, який ще називають лентикулярною лінзою – це полімерний лист завтовшки 0,4–6 мм, плоский з одного боку та із множиною паралельних циліндричних лінз завширшки 0,2–0,4 мм з іншого. Найчастіше растр виготовляють з таких полімерів, як поліметилметакрилат (PMMA), аморфний поліетилентерефталат (A-PET) або полістирол (PS).

Зображення на екрані дисплея (зазвичай рідкокристалічного) формують у вигляді вертикальних смужок, складених з піксельних груп лівої та правої зон спостереження і паралельних циліндричним лінзам

растра. У прототипі дисплея, описаному в роботі [51], *LCD* мав діагональ 6,5 см та роздільну здатність 1024×768 пікселів, а 3D-піксель складався з 12×4 субпікселів (чотири рядки по шість *RGB*-субпікселів для лівої та правої зон спостереження). Роздільна здатність 3D-дисплея становила 256×192 пікселів і можна було спостерігати вісім ракурсів відображуваних предметів.

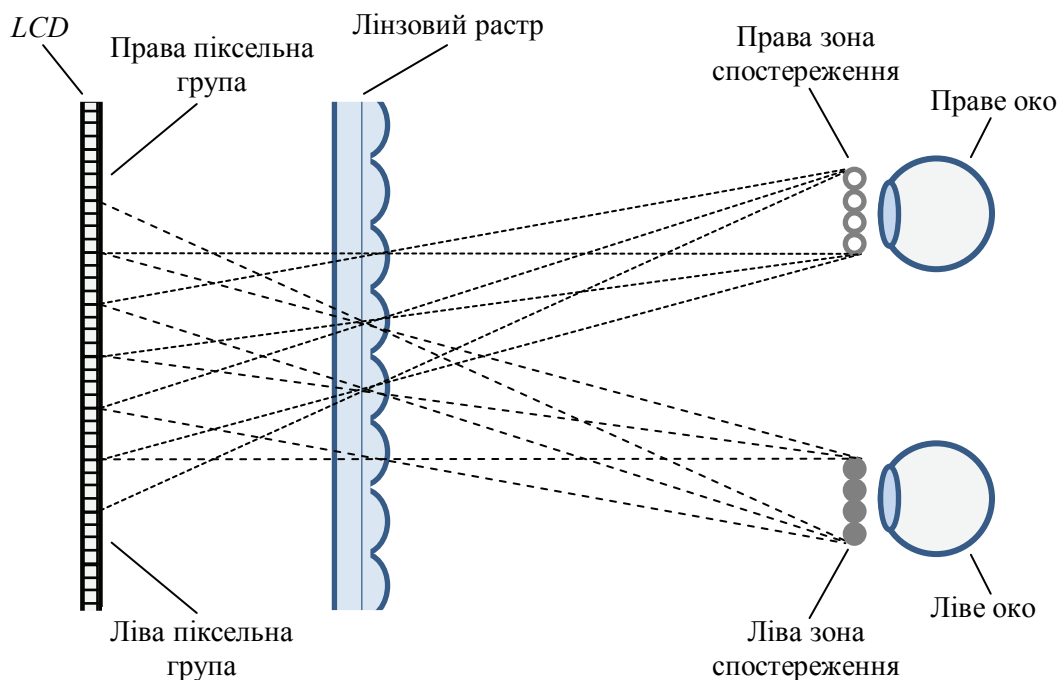


Рис. 10.15. Схема формування квазіоб'ємних зображень у лінзовому багаторакурсному дисплеї

Збільшити кількість ракурсів можна, якщо використати декілька *LCD* з відповідними лінзовими растрами та проекційними лінзами та об'єднати зони спостереження. У роботі [52] було використано 16 *LCD*, що дозволило збільшити кількість ракурсів до 256.

Об'ємне зображення, найбільш близьке до голографічного, формує дисплей на лазерній плазмі (рис. 10.16). Використання фемтосекундного лазера дозволяє досягти лазерного пробою за невеликої енергії імпульсів, наприклад 50 мкДж, як у роботі [53]. Поки що це єдиний дисплей, в якому воксели справді виникають у повітрі, утворюючи реальний фізичний об'єкт, а не ілюзію, як це спостерігається в інших типах 3D-дисплеїв (які часто-густо називають голографічними). Такий дисплей можна використати, як і багато інших, для формування доповненої реальності (англ. *augmented reality*). Доповненою реальністю називають

будь-яку інформацію, отриману сенсорами і додану до зображення реальної сцени. Наприклад, поліцейський спостерігає на дисплеї цифрової камери зображення автомобіля-порушника і на зображення накладається інформація про його швидкість, приналежність (у разі розпізнання номера) тощо. Турист наводить камеру на руїни афінського акрополя і бачить накладену на реальне зображення реконструкцію того, як давньогрецьке місто могло виглядати 2500 років тому. Хірург робить операцію в «розумних» окулярах, які накладають на операційне поле зображення пухлини, отримане за допомогою магніторезонансної томографії. Зрештою, популярна гра *Pokemon Go* також є прикладом доповненої реальності, коли на зображенні реальної місцевості, отриманої смартфоном, з'являються потвори («покемони»), яких треба спіймати за допомогою влучання в них віртуального м'яча.

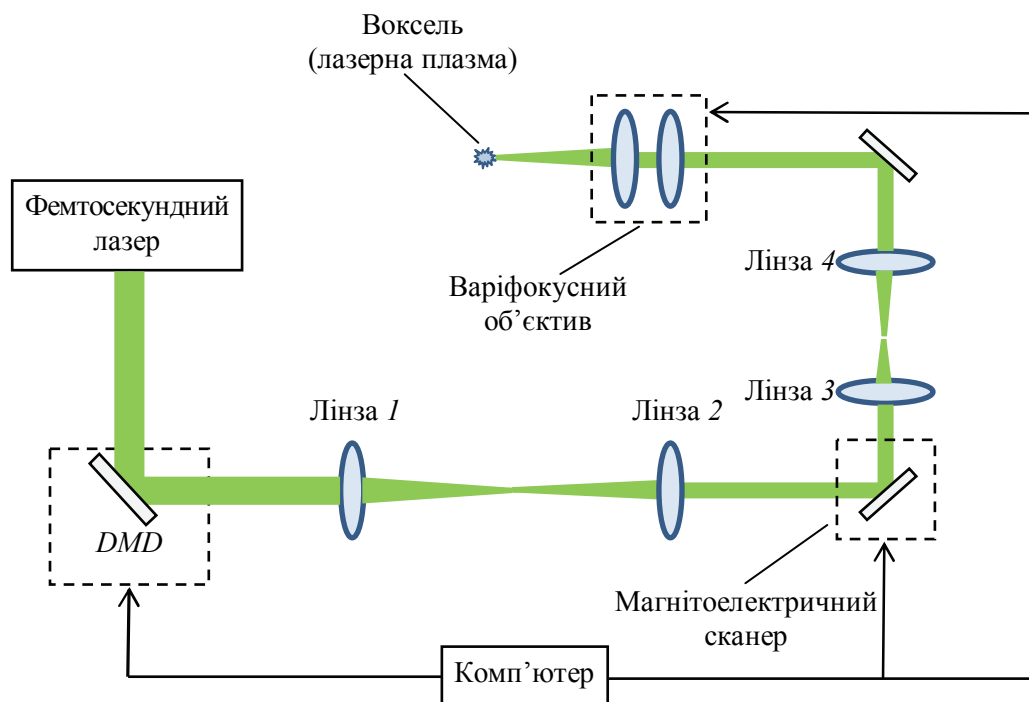


Рис. 10.16. Схема 3D-дисплея з вокселями у вигляді мікрообластей світіння лазерної плазми

Приклад 10.2. Рубіновий лазер генерує імпульси з енергією $W = 1$ Дж. Лазерне випромінювання має гауссів профіль інтенсивності у фокусі й діаметр перетяжки лазерного пучка $d_f = 1$ мкм. Якою має бути тривалість лазерного імпульсу, щоб стався оптичний пробій повітря? Електричний пробій повітря спостерігається за напруженості електричного поля 30 кВ/см, оптичний пробій – коли інтенсивність випромінювання перевищує 10^{14} Вт/см² (напруженість електричного поля світлової хвилі вище 10^7 В/см).

Енергію імпульсу подамо наближено як добуток середньої потужності випромінювання P та тривалості імпульсу τ_p , $W = P\tau_p$, а потужність – як добуток інтенсивності на площу перерізу перетяжки пучка, $P = (\pi d_f^2 / 4) I$. Об'єднуючи ці дві формули і беручи як пробійну інтенсивність $I = 10^{14}$ Вт/см², знайдемо потрібну для пробою тривалість лазерного імпульсу:

$$\tau_p = \frac{4W}{\pi d_f^2 I} = \frac{4 \cdot 1}{3,14 \cdot 10^{-8} \cdot 10^{14}} = 1,3 \cdot 10^{-6} \text{ с.}$$

Сучасні 3D-дисплеї формують елементи об'ємного зображення як джерелами світла, так і локальним розсіянням або пропусканням світла в окремих точках простору. 3D-пікселі називають ще вокселями.

10.7. Лазерні принтери

Лазерний принтер винайшов у 1969 р. дослідник американської корпорації *Xerox* Гарі Старквезер. У 1971 р. він продемонстрував роботу принтера, модифікувавши конструкцію копіювального апарата *Xerox* під запис лазерним променем зображення на фотобарабані. Промисловий випуск лазерних принтерів розпочала у 1976 р. американська фірма *IBM*.

Лазерні принтери забезпечують найвищу якість друку текстового та графічного матеріалу, тому вони майже витіснили з ринку інші види принтерів – струминні та матричні (зокрема й термографічні), залишивши їм специфічні сфери застосування, де ці принтери можуть проявити переваги. Так, для струминних принтерів – це широкоформатний друк (завширшки до 5 м) рекламної продукції, афіш та газет, а також нанесення на підкладку тонких шарів різних матеріалів, зокрема біологічного призначення, виготовлення провідникових доріжок на мікросхемах, кольорових фільтрів у рідкокристалічних дисплеях тощо. Матричні принтери використовують у системах швидкої інтенсивної обробки транзакцій, де потрібний малий час готовності до друку, можливість друку під копірку декількох копій та використання для друку рулонного паперу. За допомогою термографічних матричних принтерів наносять штрих-коди на ярлики промислових товарів.

У лазерному принтері піксель утворюється маленькою світловою плямою на поверхні електрично зарядженого фотобарабана – алюмінієвого циліндра, покритого фотопровідниковим шаром оксиду цинку ZnO. Освітлена ділянка поверхні має менший опір і тому її заряд частково або повністю переходить в алюмінієвий циліндр і стікає на «землю».

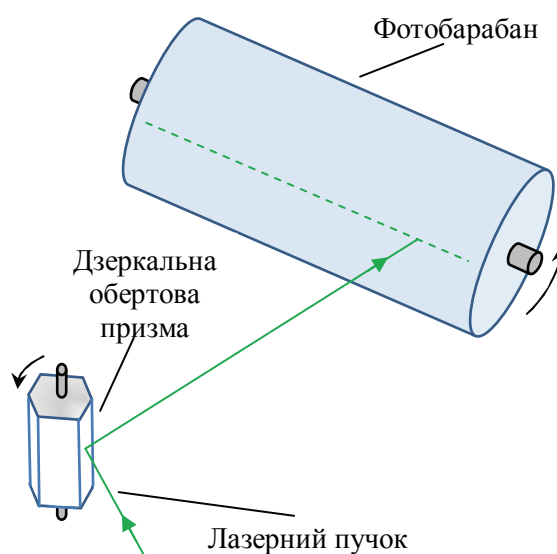


Рис. 10.17. Електромеханічний дефлектор лазерного пучка

Переміщуючи лазерний промінь вздовж фотобарабана, піксель за пікселем записують рядок зображення. Для розгортки лазерного променя у принтері використовують електромеханічний дефлектор, дзеркальна багатогранна призма якого під час обертання переміщує промінь по поверхні фотобарабана (рис. 10.17). Після запису рядка зображення фотобарабан повертають кроковим двигуном навколо своєї осі на невеликий кут і записують наступний рядок зображення. Так, рядок за рядком формують растрове зображення сторінки (приблизно так, як електронним променем на екрані кінескопа). Сформоване на фотобарабані зображення поки що є невидимим – це просто потенціальний рельєф, тобто створений лазерним променем розподіл електричного потенціалу вздовж фоточутливої поверхні.

Перетворення прихованого зображення у видиме здійснюють за допомогою тонера – чорного або кольорового порошку, рівномірно нанесеного на поверхню проявного барабана. Осі обох барабанів паралельні, а їх поверхні розміщені близько одна до одної й негативно заряджені. Освітлені ділянки фотобарабана втрачають свій заряд унаслідок явища фотопровідності й стають позитивно зарядженими щодо негативно заряджених частинок тонера. Ці частинки притягуються до освітлених ділянок фотобарабана і формують видиме зображення. Для перенесення частинок тонера з фотобарабана на папір останній заряджають до більшого потенціалу. Папір нагрівають, частинки тонера розплавляються і міцно прикріплюються до поверхні паперу.

10.8. Голографічні принтери

Ідея створення голографічного принтера та можливий варіант його конструкції були описані у 1990 р. у роботі японського вченого Масахіро Ямагучі зі співробітниками [54]. У 1992 р. голландська фірма «*Dutch Holographic Laboratory*» випустила перший голографічний принтер *Holoprinter*, який дозволяв друкувати голографічні зображення на папері, вкритому фотополімерною плівкою.

Спрощену оптичну схему голографічного принтера зображено на рис. 10.18. Випромінювання лазера світлоділильною призмою поділяється на предметний та опорний пучки. Предметний пучок після відбиття від дзеркала 1 розширюється мікрооб'єктивом, а лінзою 1 формується у широкий паралельний пучок, який потрапляє на рідкокристалічний дисплей. Дисплей служить просторовим модулятором, який за допомогою комп'ютера вводить у широкий лазерний пучок знімок одного з ракурсів об'єкта. Серія ракурсних знімків заздалегідь вводиться в пам'ять комп'ютера з цифрової камери (для реального об'єкта) або синтезується за допомогою графічного редактора (для віртуального об'єкта). Далі лінза 2 збирає предметний пучок на просторовому фільтрі, який видаляє з пучка зайві промені, підвищуючи контраст зображення, яке утворюється об'єктивом на голографічному фотоматеріалі. З іншого боку на фотоматеріал падає опорний пучок, відбитий дзеркалом 2. Пучності стоячої хвилі, утвореної предметним та опорним пучками у фотоматеріалі, записують елементарну відбивальну голограму (голограму Денисюка).

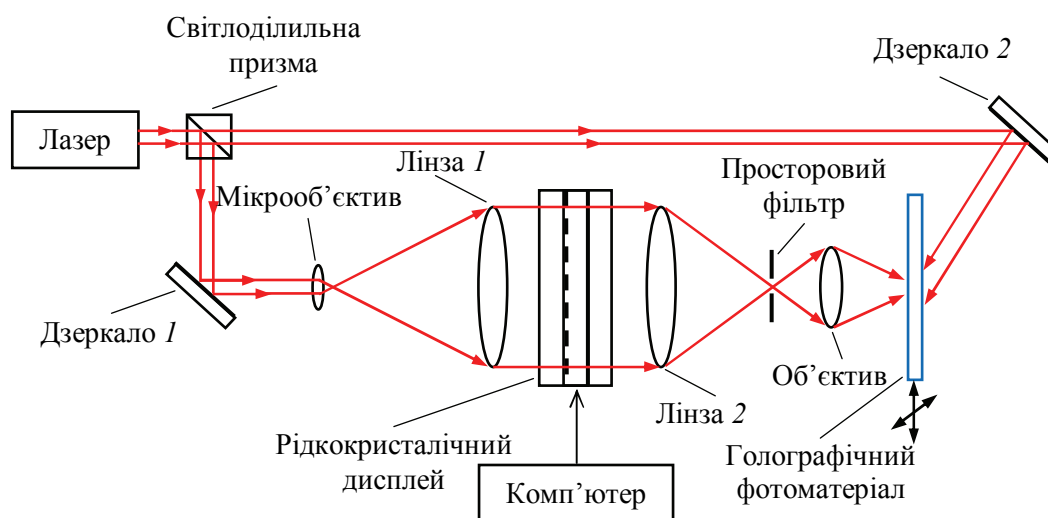


Рис. 10.18. Спрощена схема запису мультиплексної голограми в голографічному принтері

Переміщуючи фотоматеріал з певним кроком у двох взаємно перпендикулярних напрямках, записують голографічним методом серію ракурсних знімків. Після оброблення фотоматеріалу на ньому утворюється мультиплексна голограма (стереограма), повертаючи яку можна спостерігати об'єкт з різних боків у білому світлі.

За допомогою голографічних принтерів знімають переважно майстер-голограми, з яких потім роблять потрібну кількість копій. Майстер-голограми записують на галогенідо-срібних фотопластинках, а копії – на фотополімерах.

З появою потужних лазерних діодів джерелами світла в голографічних принтерах стали твердотільні лазери з діодною накачкою та подвоєнням частоти в нелінійно-оптичному кристалі.

Контрольні запитання і задачі

1. Який пристрій називають дисплеєм і які існують типи дисплеїв?
2. Поясніть принцип дії плазмового дисплея.
3. Як у плазмовому дисплеї формують кольорове зображення?
4. З яких матеріалів виготовляють прозорі електроди у дисплеях?
5. Як орієнтовані молекули в нематичних, холестеричних та смектичних рідких кристалах?
6. Поясніть, як створюють твіст-ефект у рідкому кристалі та як його використовують у дисплеї.
7. Які джерела світла використовують у рідкокристалічних дисплеях ноутбуків?
8. Які параметри характеризують дисплей ноутбука?
9. Як формують пікселі в технології «електронні чорнила»?
10. Від чого залежить роздільна здатність лазерного принтера?
11. Як у лазерному принтері відбувається запис прихованого зображення?
12. Що таке воксель?
13. Поясніть принцип дії голографічного принтера.
14. Як у 3D-дисплеях формують об'ємні зображення?
15. Поясніть, як у *DLP*-проекторі формують кольорові пікселі.
16. Як у рідкому кристалі виникає динамічне розсіяння світла?
17. Чому після лазерного друку тонер не струшується з паперу?
18. Як виникає «привид Пеппера»?
19. Наведіть приклади доповненої реальності.
20. Як виникає лазерна плазма?

Глава 11

ОПТИЧНЕ ОБРОБЛЕННЯ ІНФОРМАЦІЇ

З огляду на нетривалість нашого життя ми не можемо дозволити собі розкіш займатися задачами, які не обіцяють нових результатів.

Лев Ландау, радянський фізик

11.1. Оптичне перетворення Фур'є

Історичні відомості. У 1857 р. французький фізик Леон Фуко розробив тіньовий метод, за якого в зображення точкового джерела світла вводилося лезо ножа (ножа Фуко) й екран ставав темним, якщо промені, які утворювали зображення, йшли паралельно, і мав характерні світлові плями, якщо промені викривлялися під час відбиття від оптичної поверхні або проходження через неоднорідно заломлювальне середовище. Це був перший дослід із просторової фільтрації оптичних зображень.

Перші повідомлення про оптичний спектральний аналіз електричних сигналів, записаних на фотоплівку, з'явилися у США у 1938 р. [55]. Оброблення радіолокаційних сигналів стало актуальним під час Другої світової війни і ще більш важливим з початком у 1946 р. холодної війни між блоком капіталістичних країн на чолі з США та блоком соціалістичних країн на чолі з СРСР, враховуючи наявність в обох блоках ядерної зброї. У 1952 р. вийшла друком стаття американського фізика Пітера Еліаса «Оптика та теорія зв'язку», яка показала можливість оптичного оброблення інформації на засадах методів теорії зв'язку [56]. Порівняльний аналіз перетворень, здійснюваних в електронних та оптичних приладах, показав, що здебільшого для їхнього описання використовують той самий математичний апарат і є глибока фізична аналогія між електричними та оптичними процесами [57].

У 1950-х роках у США у межах проекту «Мічиган» було розроблено перші оптичні процесори, які продемонстрували можливість оброблення радіолокаційних сигналів зі швидкістю 10 Тбіт/с [58]. На той час досягти такої швидкості можна було за рахунок паралельної роботи декількох сотень електронних процесорів.

З появою лазерів у 60-х роках XX ст. різко зросла активність досліджень оптичних методів оброблення інформації, зокрема, можливості створення оптичного комп'ютера на квантових нейристорах [59] або на оптичних бістабільних елементах [60]. Здавалося б, ось-ось оптичні комп'ютери стануть реальністю й обженуть за всіма параметрами електронні комп'ютери. Але з часом стало зрозуміло, що найкращий результат досягається тільки за узгодженої взаємодії оптичних та електронних пристроїв.

Фотони електрично нейтральні, на них не діють паразитні електричні та магнітні поля, хіба що через середовище, самі вони не створюють таких полів і не взаємодіють один з одним. Електрони як носії електричного заряду можуть накопичувати цей заряд у діелектрику або напівпровіднику (запасання енергії, створення інформаційних електричних потенціалів) та взаємодіяти один з одним (керування потоками електронів). Фотони мають на багато порядків більшу швидкість, але вони не можуть рухатись у середовищі, поперечний розмір якого менший за довжину хвилі випромінювання, як це роблять електрони в надвеликих інтегральних схемах комп'ютерів.

Сильним аргументом на користь оптичного оброблення інформації стала можливість значно простішого формування двовимірних оптичних сигналів (зображень) з $m \times n$ пікселів, хоча й електричними засобами, та одночасного виконання математичної операції над усіма пікселями за час проходження сигналу через перетворювач [61]. Для електронного оброблення такого сигналу потрібний був би час у mn разів більший.

Твердження, що електричний сигнал є одновимірним, не завжди справедливе – є винятки, наприклад, електронний мікроскоп та електронно-оптичний перетворювач, прилади, де за допомогою електронних лінз формується електронне зображення. Проблема в тому, що такі зображення утворюються у вакуумі, і як робити якісь математичні операції над ними (окрім множення на масштабний коефіцієнт), ніхто не знає.

Важлива роль в обробленні як електричних, так і оптичних сигналів належить перетворенню Фур'є. У 1822 р. французький математик і фізик Жозеф Фур'є у праці «Аналітична теорія теплоти» висунув гіпотезу про те, що будь-яку функцію, перервну або неперервну, можна подати тригонометричним рядом. Хоча це твердження (теорема Фур'є) не завжди справедливе й у деяких випадках на функцію треба накладати обмежувальні умови, але воно відкривало нові можливості для дослідження функцій. Для електроніки це означало, що сигнал будь-якої форми (одновимірну функцію) можна розкласти на суму синусоїдальних сигналів, а для оптики – будь-яке зображення (двовимірну функцію) можна подати сумою плоских хвиль. Перетворення Фур'є відкрили можливість ефективної фільтрації сигналів та зображень.

У 1927 р. фізик і винахідник Емануель Гольдберг, який розпочав наукову діяльність в Росії й продовжив її в Німеччині та Ізраїлі, винайшов оптичний метод порівняння зображень, на основі якого він пропонував створити машину знань. Після появи лазерів ідеї Гольдберга трансформувалися у метод розпізнавання образів. У 1925 р. Гольдберг створив апарат і описав технологію виготовлення мікродотів – мікрозображень, менших за друкарську точку (англ. *dot* – крапка). У мікродотах Гольдберга висота літер була 1 мкм [29]. Мікродоти, зроблені на шматочках плівки менших за міліметр і засунуті, наприклад, в надрізаний край листівки, десятиліттями використовували розвідувальні служби різних країн для передавання секретних повідомлень. На основні деталі багатьох сучасних автомобілів

непримітні мікродоти наносять методом лазерного гравіювання, що дозволяє ідентифікувати крадені автомобілі.

У 1963 р. американський дослідник Ентоні Ван дер Люгт продемонстрував метод виявлення сигналу серед перешкод за допомогою комплексної (амплітудної та фазової) просторової фільтрації, здійснюваної голограмою, на якій заздалегідь був записаний фур'є-образ сигналу [62]. Голографічне розпізнавання образів повною мірою продемонструвало можливості оптичного оброблення інформації [27; 63].

Порівняння електричного та оптичного перетворення Фур'є.

Послідовність імпульсів струму складної форми $f(t)$ можна синтезувати, склавши деяку кількість синусоїдальних струмів потрібної частоти, амплітуди та фази. Довільну періодичну функцію $f(t)$, яка має період τ (наразі це період імпульсу), можна подати за допомогою однієї з двох форм тригонометричного ряду Фур'є:

$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos n\omega t + b_n \sin n\omega t) \quad (11.1)$$

або

$$\begin{aligned} f(t) &= \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} c_n \cos(n\omega t + \varphi_n) = \\ &= \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{c_n}{2} \cos(n\omega t + \varphi_n) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{c_n}{2} \cos(-n\omega t - \varphi_n), \end{aligned} \quad (11.2)$$

де a_0 – постійна складова струму; a_n , b_n та c_n – амплітуди; φ_n – фаза змінного струму на частоті n/τ (коловій частоті $\omega_n = 2\pi n/\tau = n\omega$), $\varphi_n = \arctan(b_n/a_n)$. Кількість гармонік, простих синусоїдальних струмів, якими замінюють періодичний струм складної форми, обмежується зазвичай деяким числом N , яке визначає точність апроксимації функції $f(t)$ рядом Фур'є.

Амплітуди змінних струмів можна знайти із формул

$$a_n = \int_{-\tau/2}^{\tau/2} f(t) \cos(n\omega t) dt, \quad b_n = \int_{-\tau/2}^{\tau/2} f(t) \sin(n\omega t) dt, \quad c_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}.$$

Сигнали, а в оптиці й світлові хвилі зручно подавати у комплексній формі. Якщо скористатися формулою Ейлера $2 \cos(u) = \exp(iu) + \exp(-iu)$, де u – дійсна змінна, то ряд (11.2) можна записати у комплексній формі, яка для часової області має вигляд

$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \hat{c}_n \exp(in\omega t) + \sum_{n=1}^{\infty} \hat{c}_n \exp(-in\omega t), \quad (11.3)$$

де \hat{c}_n – комплексна амплітуда n -ї гармоніки, $\hat{c}_n = (c_n/2)\exp(i\varphi_n)$, а для просторової –

$$f(x) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \hat{c}_n \exp(in\omega_x x) + \sum_{n=1}^{\infty} \hat{c}_n \exp(-in\omega_x x),$$

де ω_x – колова просторова частота елементарної плоскої хвилі вздовж осі x , $\omega_x = 2\pi\xi$.

Для неперіодичних імпульсних сигналів беруть $\tau \rightarrow \infty$, що робить нескінченно малою частоту основної гармоніки і перетворює дискретний спектр у суцільний, а формула (11.3) замінюється на

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) \exp(i\omega t) d\omega, \quad (11.4)$$

де

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \exp(-i\omega t) dt. \quad (11.5)$$

Формули (11.4) та (11.5) задають, відповідно, зворотне та пряме перетворення Фур'є.

Електронні спектроаналізатори – це прилади, в яких для знаходження внеску в сигнал тих чи інших гармонік використовують:

- низку вузькосмугових електричних фільтрів, налаштованих на частоти цих гармонік;
- один вузькосмуговий фільтр та гетеродин зі змінною частотою;
- лінію затримки, на вихід якої різні гармоніки приходять у різні моменти часу;
- цифровий перетворювач Фур'є.

Існують також оптичні дифракційні спектроаналізатори електричних сигналів [64].

Приклад 11.1. На круглу діафрагму радіусом $a = 0,05$ мм падає випромінювання з амплітудою електричного поля $E_0 = 100$ В/мм та довжиною хвилі $\lambda = 0,5$ мкм. Дифракційна картина Фраунгофера спостерігається на екрані, розміщеному на відстані $L = 200$ мм, й амплітуда світлової хвилі у площині екрана

$$E(\theta) = \frac{2E_0 J_1(ka \sin \theta)}{ka \sin \theta},$$

де J_1 – функція Бесселя першого порядку першого роду; k – хвильове число, $k = 2\pi/\lambda$; θ – кут, під яким з центру діафрагми видно точку в дифракційній картині з полярними координатами (r, φ) . Побудувати за допомогою програми *Mathcad* розподіл інтенсивності світла в диску Ейрі та знайти його діаметр на половинному рівні інтенсивності.

Перетворимо розподіл $E(\theta)$ в $E(r)$, скориставшись тим, що для малих θ $\sin \theta \approx \tan \theta = r/L$:

$$E(r) = \frac{2E_0 J_1(kar/L)}{kar/L}.$$

Інтенсивність випромінювання пов'язана з амплітудним значенням напруженості електричного поля світлової хвилі співвідношенням (див. підрозд. 6.3 [3])

$$I_0 = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{2n} E_0^2,$$

де ε – електрична проникність середовища; ε_0 – електрична стала, $\varepsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12} \text{ м}^{-3} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{с}^4 \cdot \text{А}^2$; n – показник заломлення середовища; для повітря можна вважати, що $\varepsilon = n = 1$. Підставляючи у цю формулу сталі, отримаємо $I_0 = 1,33 \cdot 10^{-3} E_0^2$. Зауважмо, що E_0 та I_0 є амплітудними значеннями відповідно часового та просторового розподілів електромагнітного поля світлової хвилі. Отже, світлова хвиля з $E_0 = 100 \text{ В/мм}$ має інтенсивність $I_0 = 13,3 \text{ Вт/мм}^2$, а інтенсивність дифракційної картини можна подати у вигляді

$$I(r) = I_0 \left[\frac{2J_1(kar/L)}{kar/L} \right]^2.$$

Побудуємо за допомогою програми *Mathcad* графік залежності $I(r)$. На рис. 11.1 видно, що на половинному рівні інтенсивності діаметр диска Ейрі становить приблизно 1 мм.

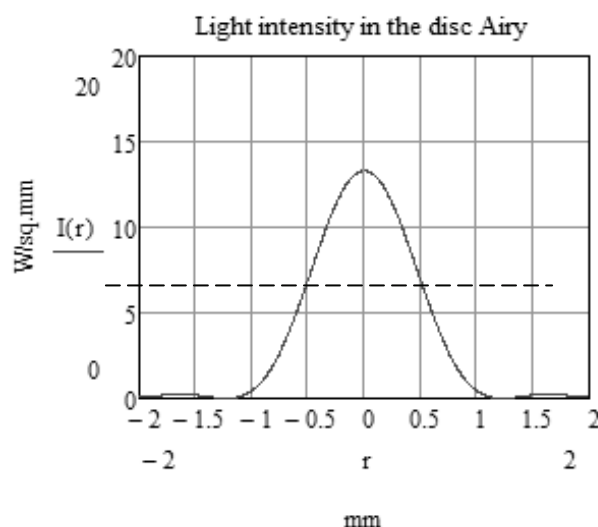


Рис. 11.1. Розподіл інтенсивності світла в диску Ейрі

В аналогових оптичних процесорах перетворення Фур'є здійснюються над плоским зображенням (образом), записаним на транспаранті – прозорій пластині (фотопластинці або рідкокристалічному дисплеї). Розгляньмо спочатку оптичне перетворення Фур'є, здійснюване над одновимірним зображенням (як аналог розглянутого вище перетворення електричного сигналу). Якщо транспарант з амплітудним пропусканням, яке описується неперіодичною функцією $T(x)$, освітити у напрямку осі z плоскою монохроматичною хвилею з амплітудою a_0 , то зразу ж за транспарантом амплітуда хвилі стане $a(x) = T(x)a_0$. Тоді аналогічно з формулами (11.4) та (11.5) $a(x)$ можна подати як

$$a(x) = \frac{a_0 T_0}{2} + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(\xi) \exp(-i2\pi\xi x) d\xi,$$

де T_0 – амплітудне пропускання, однорідне по всьому транспаранту.

Якщо N – кількість амплітудних дифракційних ґрат (просторових гармонік), які наближено замінюють за своїм пропусканням транспарант із пропусканням $T(x)$; $\varphi_n = \Delta x_n / \Lambda$ – відносний лінійний зсув n -х ґрат на Δx_n уздовж осі x , де Λ – період транспаранту вздовж осі x , то плоска монохроматична хвиля з довжиною λ зразу ж за транспарантом із пропусканням $T(x)$ має амплітуду

$$a(x) = \frac{a_0 T_0}{2} + \sum_{n=1}^N a_0 T_n \cos 2\pi \left(\frac{n}{\Lambda} x + \frac{\Delta x_n}{\Lambda} \right)$$

і розпадається на $2N+1$ плоских хвиль. Без відхилення через транспарант проходить плоска хвиля з амплітудою $a_0 T_0 / 2$ (нульовий порядок дифракції, $n = 0$). Порядку дифракції $n > 0$ відповідають дві плоскі хвилі: одна з них, маючи зразу ж за транспарантом для $x > 0$ розподіл фази $\varphi_n(x) = 2\pi n x / \Lambda$, поширюється під кутом $\theta_n = \arcsin(n\lambda / \Lambda)$ до осі z , друга – маючи для $x < 0$ розподіл фази $\varphi_n(x) = -2\pi n x / \Lambda$, поширюється під кутом $\theta_n = -\arcsin(n\lambda / \Lambda)$. Обидві хвилі задовольняють умову $\Lambda \sin \theta_n = n\lambda$ – рівняння плоских дифракційних ґрат.

Розгляньмо тепер фур'є-перетворення двовимірної зображення, здійснюване лінзою з фокусною відстанню f (рис. 11.2). Якщо у передній фокальній площині лінзи $x_1 y_1$ розмістити транспарант із вхідним

зображенням, який має амплітудне пропускання $T(x_1, y_1)$, й освітити транспарант паралельним осьовим пучком лазерного випромінювання, то у задній фокальній площині $x_2 y_2$ сформується фур'є-образ від предмета, який описується двовимірним інтегралом Фур'є:

$$A(\xi, \eta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(x_1, y_1) \exp[i2\pi(\xi x_1 + \eta y_1)] dx_1 dy_1. \quad (11.6)$$

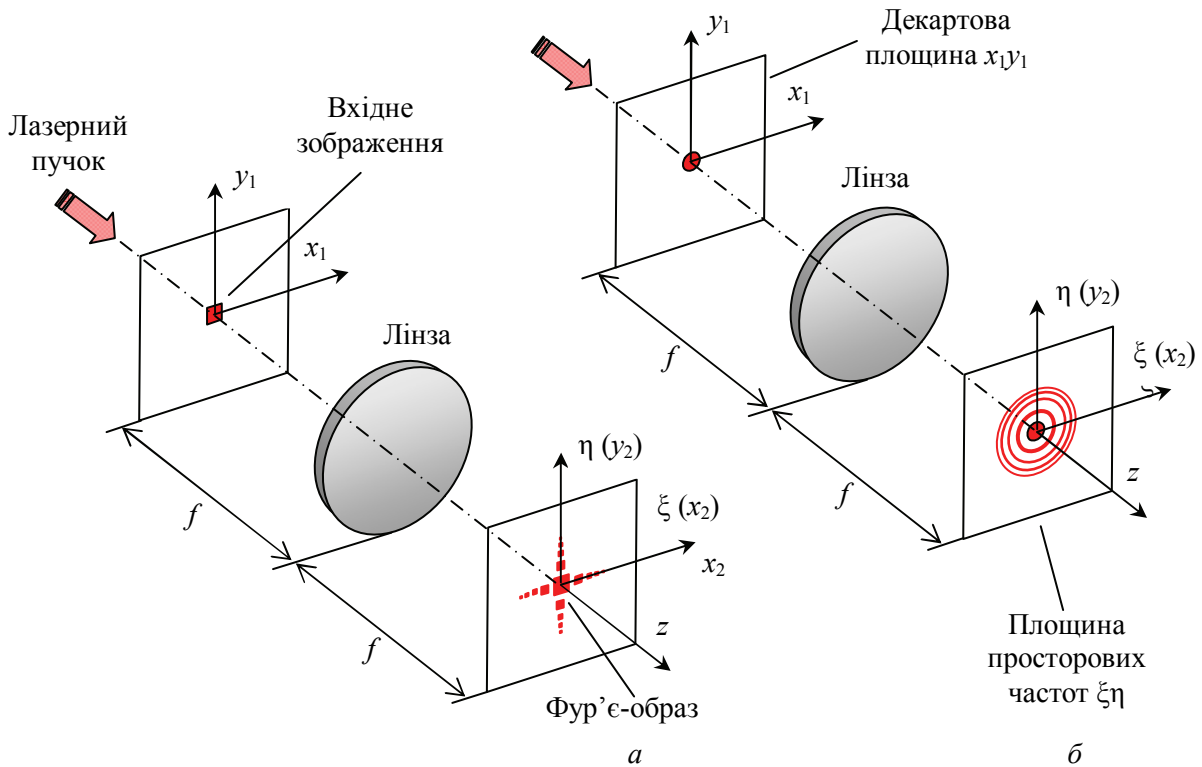


Рис. 11.2. Фур'є-образи вхідних зображень квадратного (а) та круглого (б) отворів

Площину, в якій формується фур'є-образ $A(\xi, \eta)$, називають площиною просторових частот ξ та η ; ці частоти пов'язані з декартовими координатами x_2 та y_2 співвідношеннями

$$\xi = \frac{x_2}{\lambda f}, \quad \eta = \frac{y_2}{\lambda f}.$$

Інтеграл (11.6) описує *пряме перетворення Фур'є*. Фізичний зміст прямого перетворення Фур'є – це розкладання двовимірного оптичного зображення на просторові гармоніки – елементарні плоскі хвилі

з комплексними амплітудами вигляду $a(x_{1i})\exp(2\pi i x_{1i} \xi_j) = a(x_{1i}) \times \exp\left[2\pi i x_{1i} (x_{2j}/\lambda f)\right]$, тобто утворення у площині просторових частот спектра вхідного зображення, отриманого внаслідок додавання комплексних амплітуд елементарних плоских хвиль. Елементарна хвиля падає на площину просторових частот тим далі від її центра (заднього фокуса лінзи), чим сильніше вона дифрагує на вхідному транспаранті, тобто в основі спектрального аналізу вхідного зображення лежить явище дифракції [35; 37; 65].

Якщо вхідний транспарант – просто скляна пластина, то всі елементарні плоскі хвилі (або, інакше кажучи, – промені лазерного пучка) зійдуться у задньому фокусі лінзи і ця точка відповідає нульовій просторовій частоті $\xi = \eta = 0$. Якщо на транспаранті є плавна зміна густини зображення, то елементарні хвилі трохи відхиляться на транспаранті й перемістяться в область низьких просторових частот, яка на площині просторових частот подана множиною точок, розміщених на невеликій відстані від центра. Нарешті, сильне відхилення падаючої хвилі на різкій межі поділу між малою та великою густиною зображення приведе елементарну хвилю на периферію площини просторових частот – в область високих частот.

11.2. Аналоговий оптичний процесор зображень

Оброблення інформації в аналоговому оптичному процесорі ґрунтується на математичних операціях (додавання, диференціювання, інтегрування та деяких інших), виконуваних над оптичним зображенням, здійснюваних лінзами та транспарантами. Метою таких операцій може бути покращання зображення (збільшення різкості, виділення контурів або усунення зайвої деталізації), порівняння та ідентифікація зображень (наприклад, відбитків пальців). У задачах виявлення подібності невідомого зображення з одним із відомих зображень (з метою його ідентифікації) зображення називають образами, а процес ідентифікації – *розпізнаванням образів*.

Вхідні зображення оптичного процесора – це плоскі чорно-білі зображення, подібні до позитивних фотознімків, зроблених на фотопластинках. Фотопластинки (фотоплівки) й були першими транспарантами в оптичних системах оброблення інформації. Їх замінили

рідкокристалічні дисплеї – різновид просторово-часових модуляторів світла. З'явилася можливість оперативно вводити з комп'ютера і вхідні зображення, й амплітудні (навіть амплітудно-фазові) фільтри просторових частот. Важливо, щоб вхідне зображення формувалося у вигляді плоского розподілу амплітудного чи фазового пропускання, оскільки саме варіації пропускання зумовлюють дифракційне відхилення елементарних плоских хвиль, на якому ґрунтується перетворення Фур'є в оптиці.

Вхідними зображеннями можуть бути аерокосмічні фотознімки поверхні Землі, руху повітряних мас та океанських течій, знімки рентгенівських або ультразвукових медичних досліджень, карти лазерних, ультразвукових та радіолокаторів, знімки з екрана електронного мікроскопа, а також будь-яка інша інформація, подана у вигляді транспаранта.

Оптична фільтрація зображень ґрунтується на властивостях оптичного перетворення Фур'є, які здійснюються двома лінзами оптичного процесора (рис. 11.3).

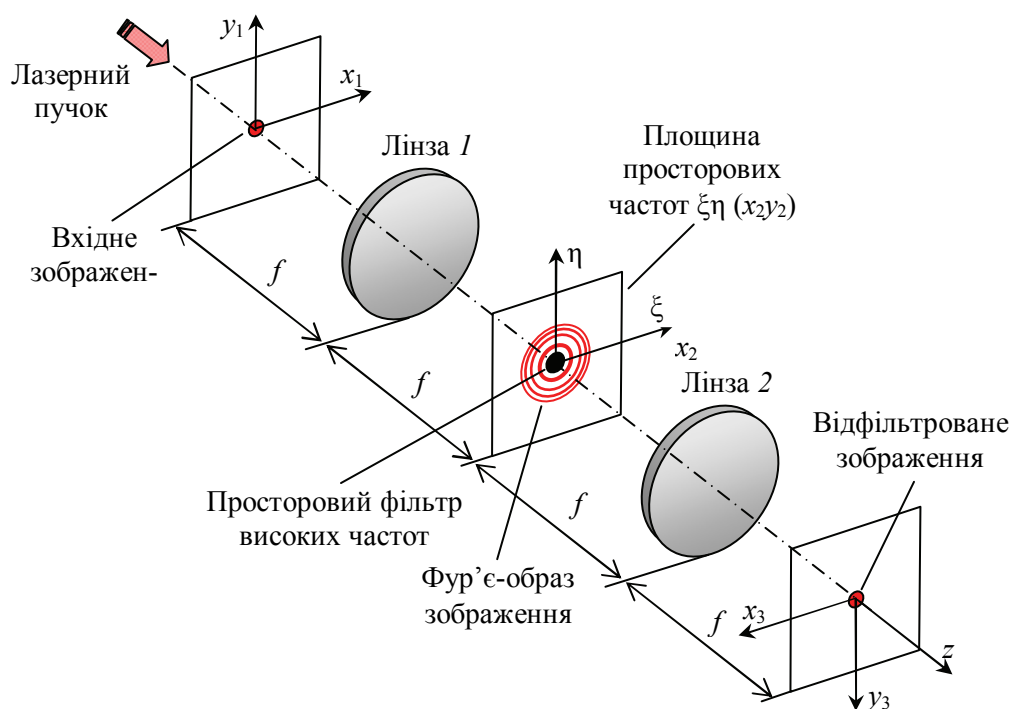


Рис. 11.3. Схема аналогового оптичного процесора зображень

Просторову фільтрацію зображень у найбільш загальному вигляді реалізують розміщенням у площині просторових частот амплітудно-фазового фільтра, який змінює за певним законом амплітуду і фазу

елементарних плоских хвиль, що прийшли у цю площину. Такий фільтр можна синтезувати методами голографії, тому його називають голографічним фільтром. Значно простіше створити просторовий амплітудний фільтр. Фільтр низьких частот – це осьовий круглий отвір у непрозорій пластині, встановлений у площині просторових частот. Фільтр високих частот – це осьовий непрозорий диск на прозорій пластині, а смуговий пропускний фільтр – осьове прозоре кільце на непрозорій пластині (смуговий поглинальний фільтр – навпаки).

В оптичному процесорі друга лінза виконує *зворотне перетворення Фур'є*, яке описується інтегралом

$$a(x_3, y_3) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(\xi, \eta) \exp[-i2\pi(\xi x_3 + \eta y_3)] d\xi d\eta. \quad (11.7)$$

Перевернуте і дзеркально повернуте відфільтроване зображення з'являється у площині $x_3 y_3$. Фізичний зміст зворотного перетворення Фур'є – це синтез з елементарних плоских хвиль, множина яких утворює фур'є-образ у площині просторових частот, оптичного зображення зі складним розподілом амплітуди та фази, зображення, ідентичного або подібного до вхідного зображення. Пряме та зворотне перетворення Фур'є – це симетричні перетворення, тобто у разі запису на фотопластинці фур'є-образу вхідного зображення й освітленні цієї пластинки лазерним пучком, спрямованим у напрямку, протилежному напрямку осі z , лінза l сформує у вхідній площині вхідне зображення.

Просторову фільтрацію, здійснювану аналоговим оптичним процесором, використовують для покращання контрасту зображень, виділення контурів чи інших інформативних ознак об'єктів, розпізнавання певного об'єкта серед множини подібних об'єктів. Найпростіші види фільтрації можна реалізувати за допомогою амплітудних просторових фільтрів. Якщо треба підкреслити контури у слабоконтрастному зображенні (наприклад, на рентгенівському, інфрачервоному або ультразвуковому знімку), то можна приглушити у зображенні низькі частоти, поставивши у площині фур'є-образу транспарант з непрозорим диском на осі оптичної системи (просторовий фільтр високих частот), як це показано на рис. 11.3. Значно ширші можливості мають комплексні (амплітудно-фазові) просторові фільтри, які дозволяють розпізнавати образи [61; 63].

11.3. Голографічне розпізнавання образів

Ідея голографічного розпізнавання образів закладена у самому голографічному методі [34]. Запис голограми здійснюють предметною та опорною хвилями, і якщо на стадії відтворення голограми освітлювати її різними предметними хвилями, то тільки та з них, яка записувала голограму, відтворить опорну хвилю. Голограма відгукується тільки на свою предметну хвилю. Для розпізнавання образів найзручнішою виявляється плоска фур'є-голограма, поперечне переміщення якої не зсуває зображення [66].

Задачу розпізнання образів можна сформулювати таким чином: є бібліотека образів, записана на голограмі; треба порівняти невідомий образ, поданий для розпізнання, з бібліотечними образами і підтвердити ідентичність образів за наявності в бібліотеці подібного образу. Процес порівняння і знаходження подібних образів називають *ідентифікацією образів* [67].

Ідентифікацію образів здійснюють за допомогою оптичних кореляторів – пристроїв, які здійснюють математичну операцію кореляції (порівняння) двох функцій, вхідної й однієї з бібліотечних, наприклад, $f(x)$ і $\varphi_i(x)$:

$$K(x) = f^*(x) * \varphi(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f^*(u) \varphi_i(x+u) du \supset F^*(\xi) \Phi_i(\xi),$$

де символ «*» – знак кореляції; інтеграл називають крос-кореляцією функцій $f(x)$ та $\varphi_i(x)$, а за $f(x) = \varphi_i(x)$ – автокореляцією функції $f(x)$; \supset – знак включення (відкритий вправо, означає пряме перетворення Фур'є, а вліво – зворотне перетворення).

Щоб трохи прояснити суть цієї операції, розгляньмо окремий випадок – операцію згортки двох функцій, дуже важливу для оптичного оброблення інформації. Виглядає вона як знаходження інтеграла згортки:

$$b(x) = f(x) * \varphi(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(u) \varphi(x-u) du,$$

де $b(x)$ називають функцією згортки.

Опишемо важливі властивості операції згортки:

- фур'є-образ згортки двох функцій дорівнює добутку їх фур'є-образів, $B(\xi) = F(\xi) \Phi(\xi)$ – теорема згортки;

- операція згортки комутативна, $f(x) * \varphi(x) = \varphi(x) f(x)$;
- зсув однієї з функцій, над якими здійснюється операція згортки, на відстань c , викликає такий самий зсув згортки цих функцій, $f(x-c) * \varphi(x) = b(x-c)$.

На рис. 11.4 зображено процес згортки функцій $f(x)$ і $\varphi(x)$, які для зручності позначено як $f(u)$ та $\varphi(u)$. Почнімо операцію згортки з того, що побудуємо функцію $f(-u)$, симетричну функції $f(u)$ відносно осі u . Пересунемо нову функцію праворуч на відстань x , утворивши функцію $f(x-u)$. Відстань x має бути такою, щоб функції $f(x-u)$ та $\varphi(u)$ почали перекриватися, бо їх треба перемножити. Добуток відповідних ординат цих функцій дає ординати підінтегральної функції $f(x-u)\varphi(u)$. Площа під графіком утвореної функції є одним значенням функції згортки для поточної координати x . Змінивши x на $x + \Delta x$, де Δx – мала величина, і повторивши описану процедуру, знаходимо нове значення функції згортки. Повторюючи ці дії у межах перекриття функцій $f(x-u)$ та $\varphi(u)$ і додаючи значення функції згортки для різних x , отримаємо, зрештою, сумарне значення функції згортки для всього діапазону перекриття цих функцій.

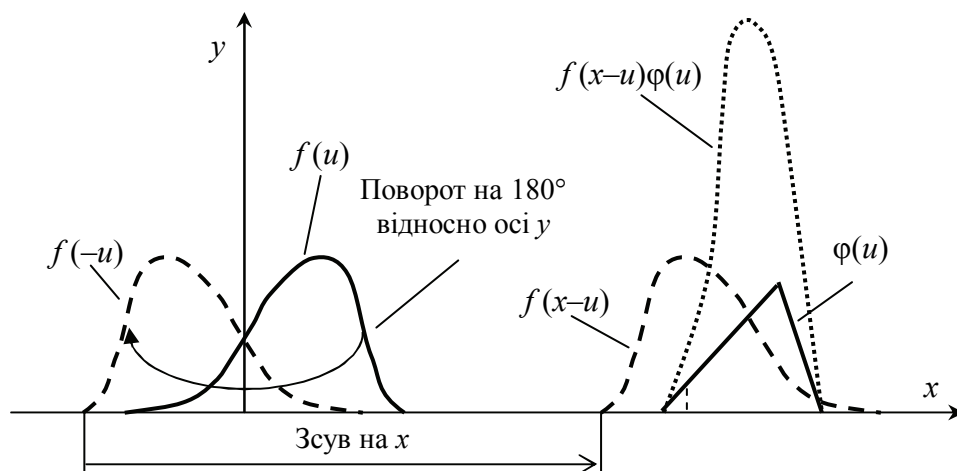


Рис. 11.4. Ілюстрація операції згортки функцій $f(u)$ та $\varphi(u)$

Фізична суть операції згортки полягає у перетворенні Фур'є предметної хвилі зі складним хвильовим фронтом і складним розподілом амплітуди на ряд елементарних плоских хвиль, кожна з яких має свої амплітуду, фазу і просторову частоту (або кут падіння) за наближення до площини просторових частот. Якщо в цій площині розмістити

фільтр просторових частот, то кожна елементарна хвиля на своїй просторовій частоті змінює амплітуду і фазу відповідно до того, яке амплітудне пропускання і який зсув фази закладені у фільтрі на цій просторовій частоті. Якщо розглядати проходження через площину просторових частот тільки однієї елементарної хвилі, а отже, й однієї просторової частоти, то з математичного погляду це означає знаходження значення функції згортки для одного x , як показано на рис. 11.5.

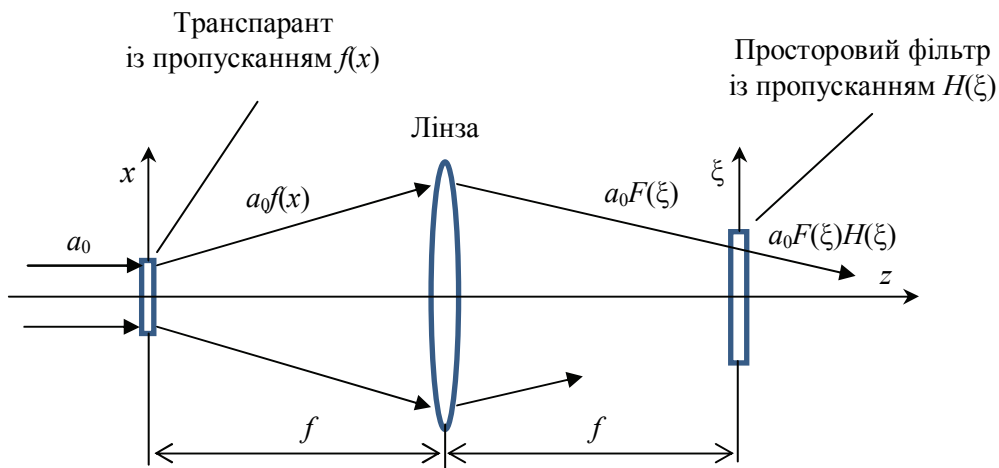


Рис. 11.5. Знаходження згортки функцій пропускання $f(x)$ та $H(\xi)$ для одного значення x

Голографічне розпізнавання образів здійснюють за допомогою оптичного корелятора, зображеного на рис. 11.6, де показано схему запису голографічного фільтра, та на рис. 11.7, де зображено схему розпізнавання невідомого образу.

Для запису голографічного фільтра у верхній частині вхідної площини $x_1 y_1$ розміщують матрицю $m \times n$ транспарантів з образами – прозорими зображеннями на непрозорому фоні. Нехай елементи матриці розміщені симетрично відносно точки $y_1 = c_0$ і мають відповідно амплітудні пропускання $t_j(y_1 - c_j)$, де $y_1 = c_j$ – положення j -го транспаранта на осі y_1 , $j = 1 \dots m$ (для спрощення розглядаймо одновимірні образи). Під час запису фільтра матриця транспарантів та лінза L освітлюються плоскими когерентними хвилями.

Нижче оптичної осі z у точці вхідної площини з координатою $y_1 = -b$ розміщене точкове джерело світла, яке для оптичної системи відіграє роль δ -функції.

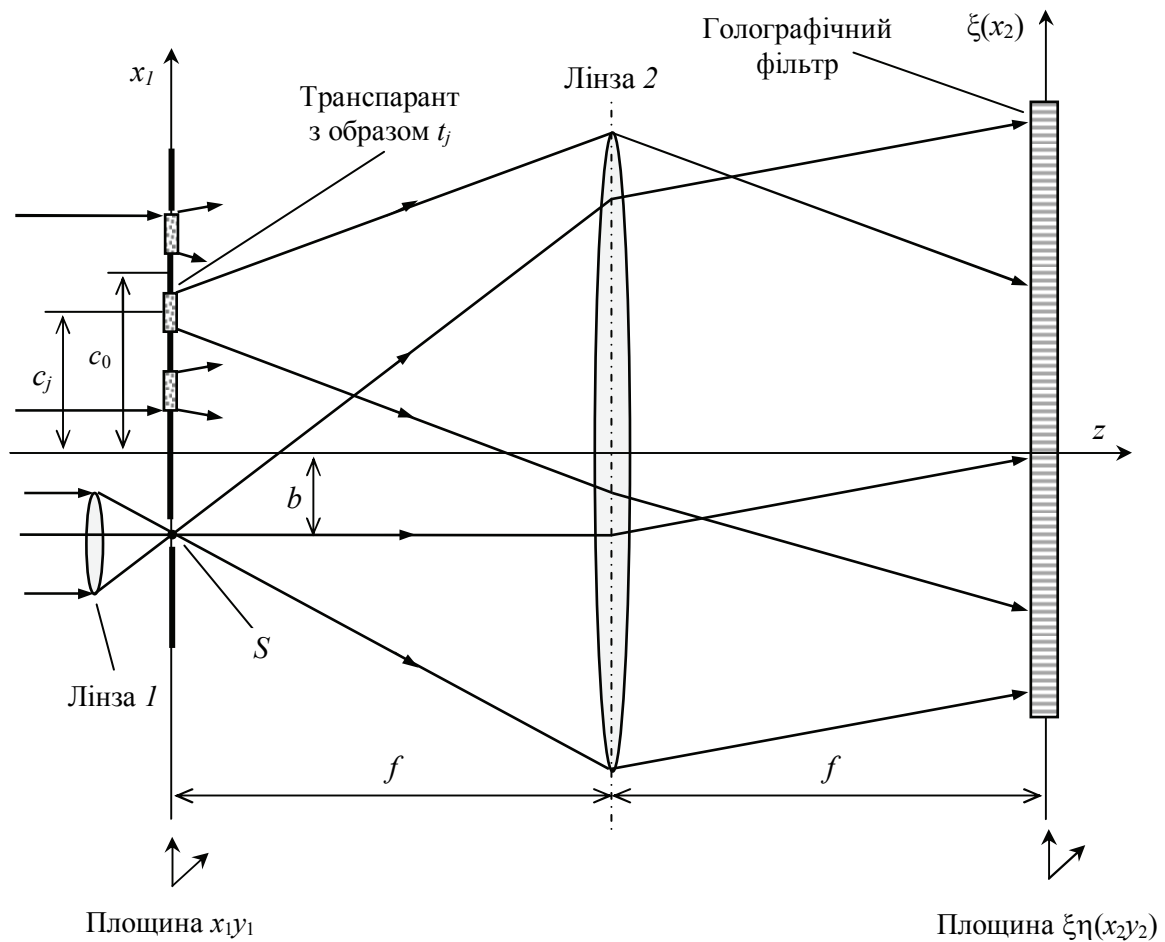


Рис. 11.6. Схема запису голографічного фільтра для оптичного корелятора

Нескінченно вузька δ -функція Дірака, яку в електроніці подають як одиничний імпульс, а в оптиці – як точкове джерело світла, має такі властивості [29]:

$$\begin{aligned}\delta(x) &= 0, \text{ якщо } x \neq 0, \\ \delta(x) &= \delta(-x), \\ \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) dx &= 1, \\ \delta(ax) &= \frac{1}{|a|} \delta(x), \\ \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \delta(x-a) dx &= f(a).\end{aligned}$$

Якщо на вході оптичної системи є точкове джерело, то на виході спостерігається характерний для цієї системи розподіл комплексної

амплітуди світла, який називають функцією розсіювання точки $s(x, y)$ (англ. *point spread function, PSF*). Інакше кажучи, якщо предмет – це точкове джерело світла, то його зображенням є світлова пляма у вигляді диска Ейрі. Обмеження хвилі діафрагмою або оправою лінзи викликає дифракцію, до якої додаються аберації лінзи, і разом вони формують характерне неточкове зображення точкового джерела.

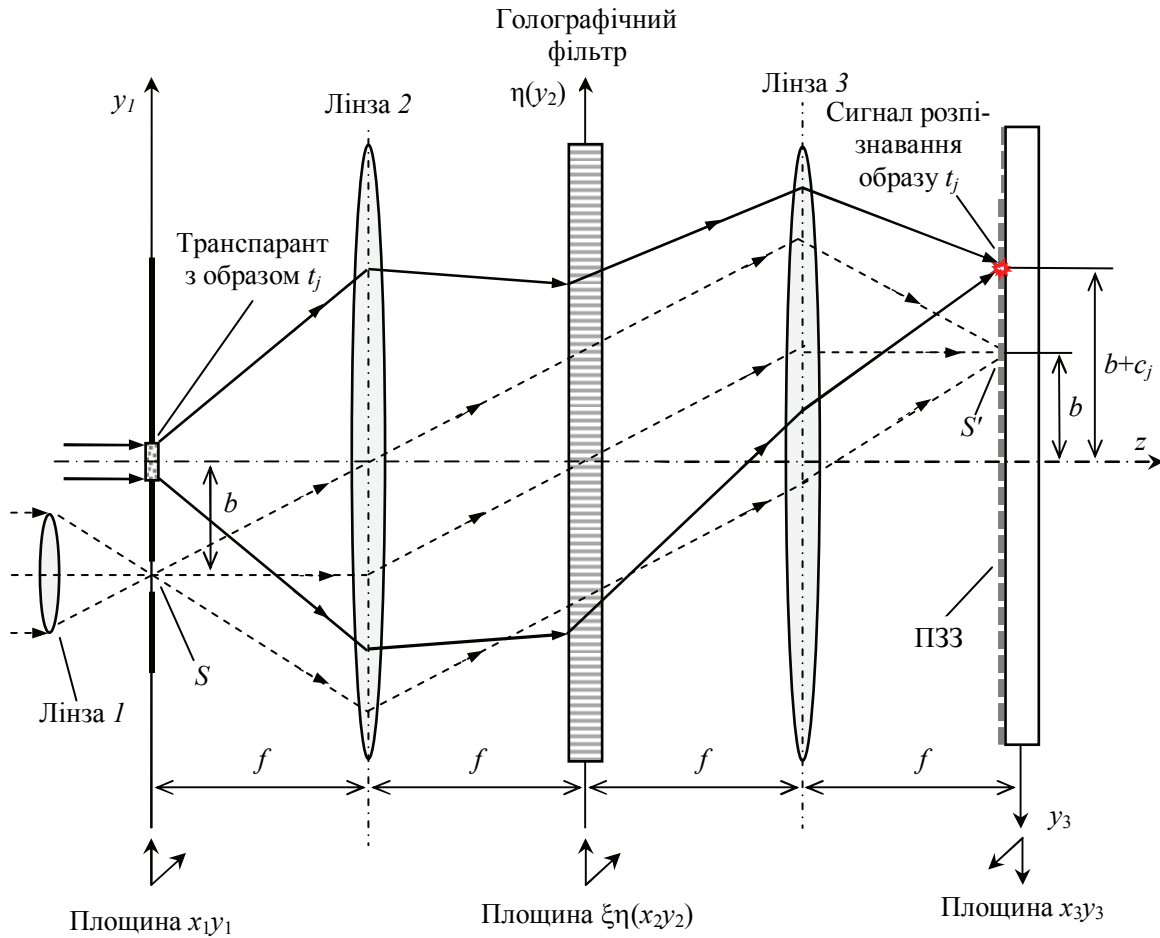


Рис. 11.7. Схема оптичного корелятора під час розпізнавання образу t_j (пунктиром показано формування зображення точкового джерела світла S на стадії запису голографічного фільтра)

Освітлену поверхню предмета можна подати сумою точкових джерел світла, а зображення предмета – як суму зображень кожної його точки. Можна показати, що розподіл інтенсивності світла на зображенні $I'(x, y)$ є згорткою розподілу інтенсивності на предметі $I(x, y)$ із функцією розсіювання точки [29; 38]:

$$I'(x, y) = I(x, y) * s(x, y).$$

Аналіз перетворень двовимірних оптичних сигналів, здійснюваних оптичною системою, значно спрощується, якщо система є лінійною та просторово інваріантною. Систему вважають лінійною, якщо вхідному сигналу $\alpha f_1(x, y) + \beta f_2(x, y)$ на виході відповідає сигнал $\alpha g_1(x, y) + \beta g_2(x, y)$; систему називають просторово інваріантною, якщо вхідному сигналу $f(x-a, y-b)$ відповідає вихідний сигнал $g(x-a, y-b)$.

Для лінійних просторово інваріантних систем фур'є-образ функції розсіяння $S(\xi, \eta)$ є не що інше, як оптична передатна функція (англ. *optical transfer function, OTF*). Ця функція показує, як оптична система відображає предмет, який має вигляд гармонічної ґратки.

Оскільки неперервну функцію $f(x)$ можна розкласти на суму гармонічних функцій (ряд Фур'є), то одновимірне зображення можна подати сумою гармонічних ґраток.

Хоча оптичні зображення зазвичай є двовимірними функціями, основні закономірності формування та оброблення зображень можна простежити, розглядаючи одновимірні функції. Багато двовимірних функцій можна подати як добуток одновимірних, $f(x, y) = g(x)h(y)$, що дозволяє скористатися властивістю фур'є-перетворення: $F[g(x)h(y)] = \frac{1}{2\pi} G(\xi) * H(\eta)$, тобто фур'є-образ добутку двох функцій пропорційний згортці фур'є-образів цих функцій.

Розпізнавання ґрунтується на перемноженні фур'є-образу невідомого зображення з матрицею комплексно спряжених фур'є-образів відомих зображень, записаних на голограмі. Голограма виконує роль бібліотеки таких фур'є-образів і фактично є фільтром, який тільки тоді пропускає випромінювання й утворює у вихідній площині невелику яскраву пляму (автокореляційний максимум), коли фур'є-образ невідомого зображення й один із фур'є-образів відомих зображень є комплексно спряженими. Для з'ясування, який з елементів матриці фур'є-образів відгукнувся на вхідний образ, транспарант із вхідним образом розміщують у віконці, розміщеному на осі корелятора (рис. 11.7).

Лінза, яка здійснює фур'є-перетворення, має бути принаймні удвічі більшою за предмет, щоб перехопити промені, які сильно дифрагували на контурах та дрібних деталях предмета, приходять на периферію

площини просторових частот і відповідають високим частотам. Для компенсації аберацій, притаманних лінзі, фур'є-перетворення в оптичних кореляторах виконують не одиничні лінзи, а об'єктиви, які можуть мати, наприклад, шість лінз [58]. Лінзи зазвичай виготовляють із кварцового скла (плавленого кварцу SiO_2) та боросилікатного крону ВК7 – матеріалів із високою однорідністю.

11.4. Можливості створення цифрового оптичного процесора

Для цифрового оброблення інформації потрібний пристрій, який має два стійких стани, з якими можна було б зв'язати «0» та «1» двійкового коду та який дозволяє швидко переходити від стану до стану за певною програмою, а також носій інформації, який зберігає цю програму та вхідні й вихідні дані. На початку комп'ютерної ери, яка розпочалася у 30-х роках ХХ ст., такими бістабільними пристроями були електромеханічні реле, перемикачі, тригери на вакуумних тріодах, а носіями двійкового коду – перфоровані стрічки та перфокарти, магнітні осердя, лінії затримки, електронно-променеві трубки тощо. Винахід у 1948 р. транзистора та створення у 1971 р. інтегральної схеми першого процесора з 2300 транзисторами відкрили шлях до сучасних персональних комп'ютерів з понад мільярдом транзисторів у процесорі.

Успіхи інтегральної електроніки та лазерної техніки, яка зародилася у 1960-х роках, сприяли появі інтегральної оптики та сподіванням на можливість побудови оптичного процесора [68]. У 1970-х роках з'явився напрям досліджень під назвою «оптична бістабільність» (керування світлом за допомогою світла). Для побудови цифрового оптичного процесора треба було створити оптичний тригер – пристрій із двома стійкими станами (низької та високої прозорості). За перше десятиліття після демонстрації у 1974 р. оптичної бістабільності у парах На було запропоновано декілька сотень варіантів оптичних пристроїв із гістерезисним характером залежності вихідної потужності світла від вхідної [60].

Оптична бістабільність є результатом самовпливу світла, спричиненого нелінійним зворотним зв'язком. Бістабільність поділяють на *власну* та *гібридну*. У пристроях із власною бістабільністю існують тільки оптичні зв'язки, світло керує світлом. У гібридних пристроях частину світла використовують для електричного зворотного зв'язку, який змінює пропускання одного з оптичних елементів пристрою.

Бістабільність може бути *абсорбційною*, коли зворотний зв'язок виникає внаслідок залежності коефіцієнта поглинання оптичного елемента від інтенсивності світла, і *дисперсійною*, якщо від інтенсивності залежить показник заломлення елемента. В обох випадках блокувальна дія абсорбційного або дисперсійного елемента зростає зі збільшенням інтенсивності вхідного світла.

На рис. 11.8 зображено гібридний бістабільний пристрій, в якому завдяки електричному зворотному зв'язку зростає напруга на електрооптичному кристалі, а разом збільшуються показник заломлення кристала й оптична довжина резонатора, що викликає зсув спектральних ліній резонатора відносно ліній випромінювання і зменшення вихідної потужності випромінювання. Передатну характеристику цього бістабільного пристрою показано на рис. 11.9.

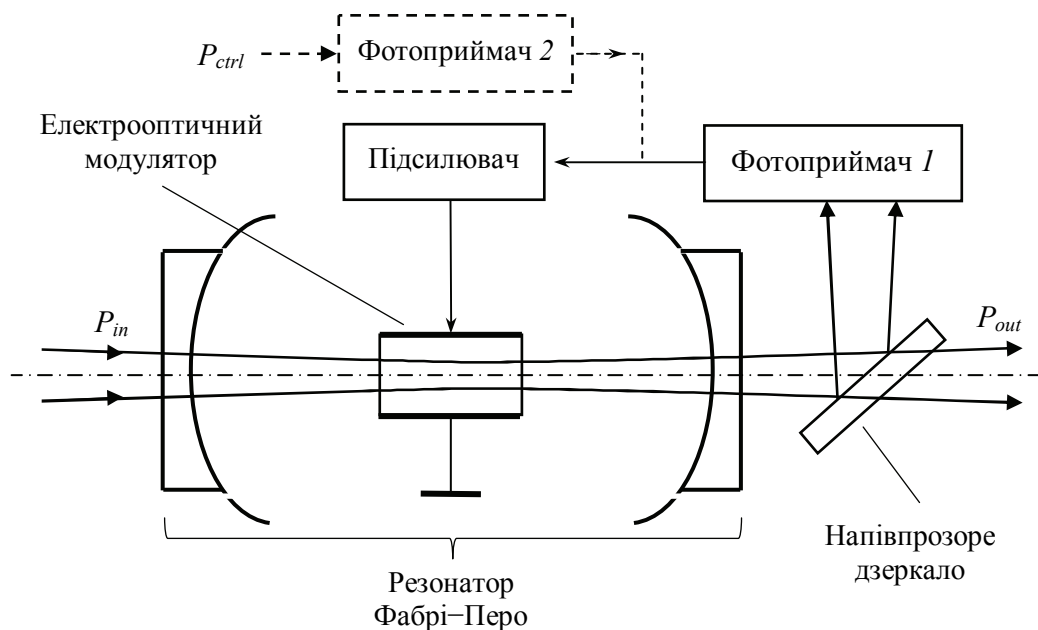


Рис. 11.8. Резонаторний бістабільний пристрій, який за додаткового фотоприймача перетворюється на оптичний транзистор (показано пунктиром)

У резонаторних бістабільних пристроях використовують як резонатори Фабрі-Перо, так і кільцеві резонатори, причому власної бістабільності досягають за рахунок заміни електрооптичного кристала на барвник із насичуваним поглинанням. Безрезонаторні пристрої будують на електрооптичних кристалах, інтерференційних фільтрах, кольорових стеклах тощо.

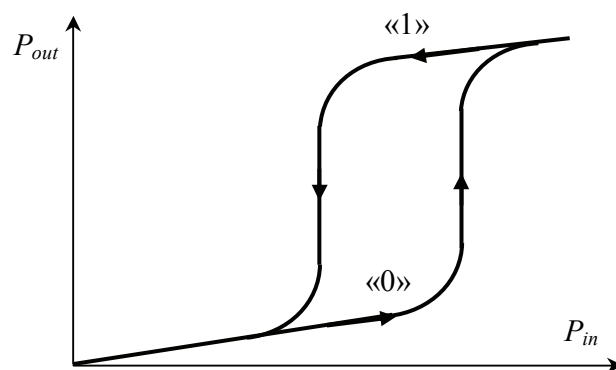


Рис. 11.9. Гістерезисний хід зростання/спадання вихідної потужності P_{out} під час збільшення/зменшення вхідної потужності P_{in} у бістабільному пристрої на основі резонатора Фабрі–Перо

Зазвичай оптичну бістабільність пов'язують із двома рівнями інтенсивності на виході пристрою, але так само можна створити пристрій з перемиканням стану поляризації.

Експериментальні дослідження оптичної бістабільності показали, що можна створити оптичний аналог транзистора. Оптичний транзистор (інша назва – трансфазор) можна побудувати на основі резонаторного бістабільного пристрою, як це показано на рис. 11.8. Світловий потік малої потужності P_{ctrl} потрапляє на фотоприймач 2, де перетворюється в електричний сигнал, який додається до сигналу електричного зворотного зв'язку, утвореного фотоприймачем 1, обидва сигнали підсилюються, що дає змогу керувати потужним світловим потоком P_{out} .

Попри численні дослідження оптичної бістабільності побудувати пристрій, який би міг конкурувати за енергоспоживанням та розмірами з електронним тригером, поки що не вдалося. Можливо, створювати оптичний цифровий процесор потрібно на інших фізичних явищах, максимально використовуючи властивості двовимірних оптичних сигналів.

Інший напрям досліджень був спрямований на створення оптоелектронного цифрового процесора на основі *картинної логіки*, яка ґрунтується на поданні цифрової інформації у вигляді зображень на зразок шахової дошки, де логічній «1» відповідає світла (прозора на транспаранті) клітинка, а логічному «0» – темна (непрозора) клітинка [69]. Для керування прозорістю клітинок найкращим виявився рідкокристалічний просторово-часовий модулятор, подібний використовують у дисплеях мобільних телефонів. На рис. 11.10 показано, як за допомогою прозорих або непрозорих пікселів двох модуляторів, зображених

прямокутниками, можна реалізувати основні операції цифрової логіки. Для операцій І та АБО піксель має ставати прозорим для значення «1» на керувальному електроді пікселя і непрозорим для «0», а для НІ – навпаки. На жаль, і на цьому шляху не вдалося досягти результатів, які могли б конкурувати з електронними процесорами.

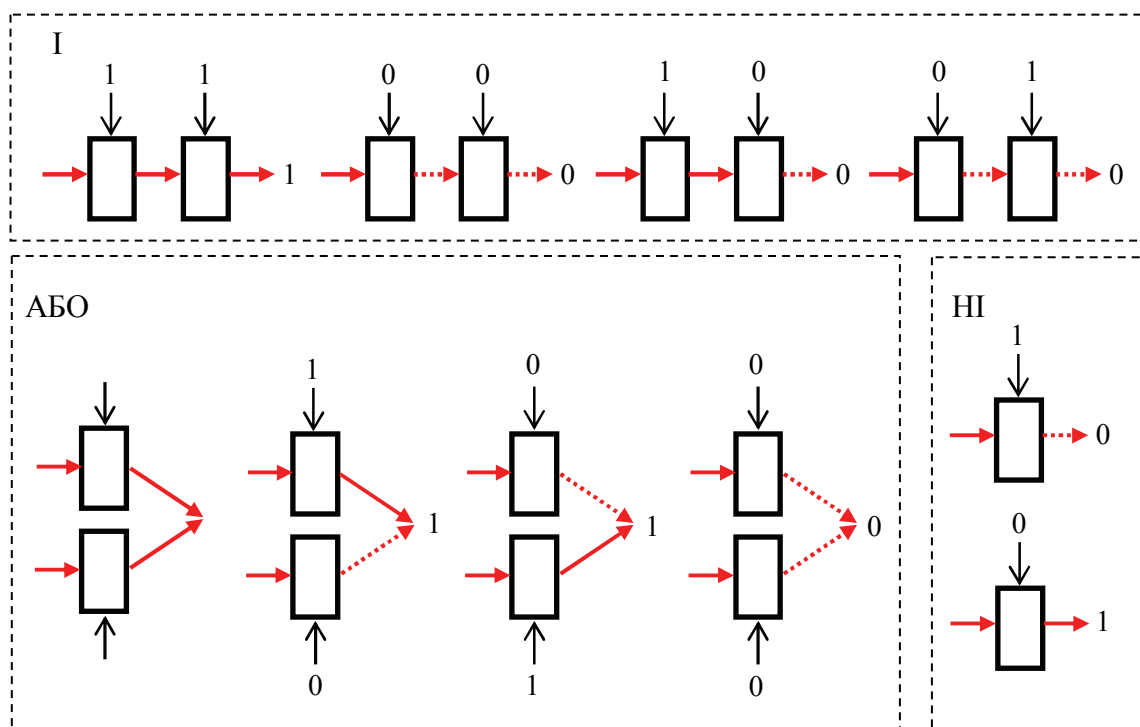


Рис.11.10. Приклади реалізації деяких двійкових логічних функцій за допомогою просторово-часових модуляторів світла

11.5. Оптичелетронні нейромережі

Природні нейронні мережі. Нейрон – це клітина, на властивостях якої побудовано оброблення інформації в нервовій системі. Структуру нейрона зображено на рис. 11.11. Розміри нейронів коливаються у межах 5–150 мкм. Мозок людини має близько 10^{10} нейронів, кожний з яких має два стійкі стани – нерівноважний (збуджений) та рівноважний (незбуджений). За допомогою синаптичних зв'язків нейрон взаємодіє приблизно з 10^4 інших нейронів. Власний стан нейрон визначає тільки після опитування стану сусідів, з якими він підтримує зв'язки. Таким чином, нейрон можна вважати своєрідним однорозрядним процесором із широко розгалуженим інтерфейсом. Гранична частота роботи такого процесора становить всього 1 кГц.

Існує три типи нейронів:

- сенсорні (рецепторні) нейрони, які отримують інформацію із зовнішнього середовища або від рецепторів;

- інтернейрони, які забезпечують зв'язки між нейронами;
- ефекторні нейрони (мотонейрони), які надсилають сигнали до виконавчих органів.

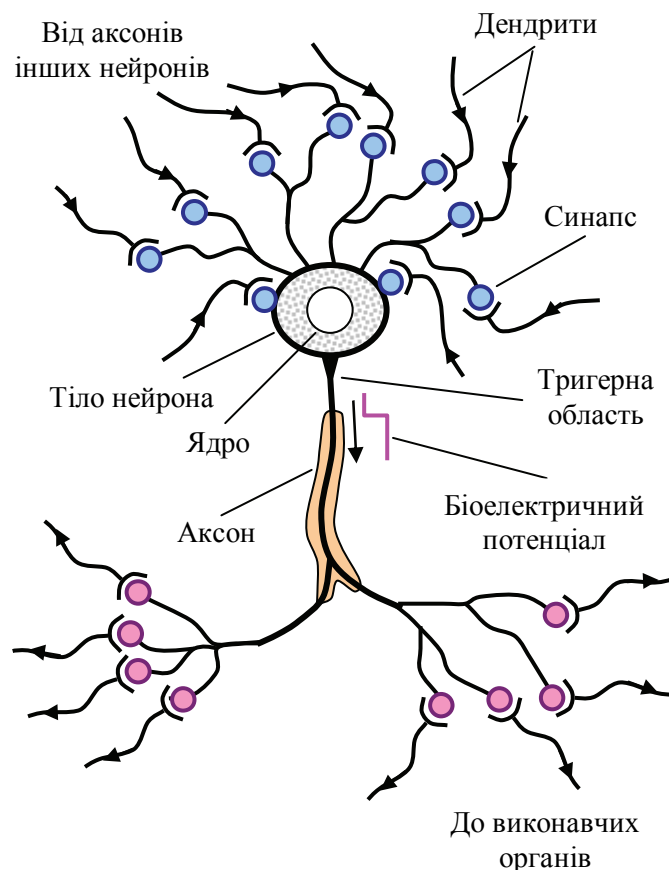


Рис. 11.11. Структура нейрона

Нейрони з'єднані між собою за допомогою синапсів. Густина синапсів на тілі нейрона сягає 15–20 на 100 мкм^2 , а всього їх на одному нейроні до 20 000. *Синапси* (грец. *synapsis* – зв'язок, з'єднання) – це контакти між нейронами, які виконують функції передавання та перетворення сигналів. Контакт чимось нагадує конденсатор, пластинами якого є пресинаптична та постсинаптична мембрани, розділені синаптичною щілиною завширшки здебільшого 15–20 нм, іноді до 100 нм. Передавання сигналу через синапс має хімічний або електричний характер; іноді задіяними виявляються обидва механізми. Рецепторні мембрани мають селективну чутливість до певних сигналів.

Нейрони, з'єднані синаптичними зв'язками, утворюють *нейронні мережі*, в яких стан кожного нейрона може змінюватися у процесі оброблення інформації, а вирішальну роль у прийнятті нейроном рішення – пропускати чи не пропускати сигнал – відіграє розподіл дозволених міжнейронних зв'язків. Саме у формуванні цього розподілу і полягає проблема навчання природного нейрокомп'ютера – мозку людини чи тварини. Цей розподіл зберігає деякі варіанти розв'язання задачі, колись вже запропонованої мозку.

Нейронна мережа може перебувати у двох станах – рівноважному та нерівноважному. Рівноважний стан – це стан готовності, в який переходить мережа після оброблення інформації. Якщо на входи нейромережі надходить певна комбінація вхідних сигналів, нейромережа переходить у збуджений стан і між нейронами по дозволеним зв'язкам починається обмін сигналами, який триває деякий час, після чого мережа повертається у стан рівноваги. Розв'язок задачі – це комбінація рівноважних станів усіх виходів нейромережі.

Штучні нейронні мережі. У 1942 р. американський математик Норберт Вінер прочитав у Нью-Йорку лекцію, присвячену ролі зворотних зв'язків у біологічних системах. На лекції був присутній Воррен Мак-Каллок, нейрофізіолог, який намагався побудувати математичну модель нейрона та створити модель свідомості на засадах двійкової логіки, реалізованої на множині нейронів. Математичним описом проблеми опікувався талановитий юнак Волтер Пітс, якого доля звела у 18-річному віці з Мак-Каллоком. Ідея створення штучної нейронної мережі та перша модель штучного нейрона з'явилися у 1943 р. у статті Мак-Каллока та Пітса «Логічне обчислення ідей, притаманних нервовій активності» [70]. У тому ж році 20-річний Пітс стає студентом Массачусетського технологічного інституту й учнем Норберта Вінера. Через декілька років сформувалася група вчених, захоплених ідеями побудови штучного інтелекту, кожен з яких став засновником нового напрямку в інформаційних технологіях: Вінер – кібернетики, Мак-Каллок – нейропсихології, Пітс – нейролінгвістики. У 1948 р. вийшла друком книжка Вінера «Кібернетика, або керування та зв'язок у тварині і машині», яка започаткувала новий напрям у науці й зробила її автора «батьком кібернетики».

Канадський психолог Дональд Хебб у 1949 р. у книжці «Організація поведінки» виклав своє бачення того, як фізіологічні процеси в нейронах пов'язані з таким суто психологічним процесом, як навчання, і запропонував метод навчання штучного нейрона [71]. У 50–60-х роках ХХ ст. було побудовано перші нейронні мережі з одним прошарком штучних нейронів, розміщеним між рецепторами (сенсорами) та ефекторами (виконавчими органами).

Штучні нейронні мережі поділяють на мережі прямого поширення та рекурентні. У мережах прямого поширення вхідні сигнали, які надходять на рецепторні нейрони, статично трансформуються інтернейронами у вихідні сигнали ефекторних нейронів. У рекурентних мережах, окрім прямого передавання вхідних сигналів на вихід, існує зворотний зв'язок, коли частина вихідних сигналів подається на рецепторні нейрони. Рекурентні мережі демонструють значно більші можливості під час вирішення інтелектуальних задач (розпізнавання мови, моделювання динамічних систем, прогнозування), тому їх інтенсивно досліджують. Станом на 2017 р. створено мережі, які мають декілька мільйонів штучних нейронів.

Оптичні нейромережі будують на основі нейронів, в ролі яких виступають елементи матричних структур, причому міжнейронні зв'язки забезпечуються світлом, яке переносить зображення з однієї матричної структури на іншу. Навчання такої мережі можна здійснити за допомогою голограми, яка реалізує матрицю зв'язку. Така фур'є-голограма записується за інтерференції зображення, сформованого матрицею випромінювачів (вхідна інформація – умова задачі) з випромінюванням, що формується на виході системи під час реалізації одного з можливих варіантів вибору (одного з розв'язків задачі).

Розгляньмо приклад, зображений на рис. 11.12. На фотопластинці записано матрицю голограм. Кожна з елементарних голограм записана двома когерентними хвилями; одна хвиля (хвиля-умова) пройшла крізь слайд, який містив умову задачі, а друга хвиля (хвиля-розв'язок) – крізь слайд із розв'язком задачі. Для запису першої елементарної голограми використовувалася хвиля-умова, що несла зображення $\sqrt{16}$, та хвиля-розв'язок із зображенням 4. Друга елементарна голограма записувалася хвилями $\sqrt{25}$ та 5, третя – $\sqrt{36}$ та 6 і т. д. При відтворенні, одночасному чи послідовному, всі елементи матричної голограми освітлюються однією із хвиль-умов, наприклад, хвилею $\sqrt{36}$. Ця хвиля пов'язана інтерференційною структурою голограми тільки із хвилею 6, тому саме її вона і відтворює, що можна побачити на екрані. Після освітлення хвилею $\sqrt{36}$ інших елементарних голограм на екрані у тому місці, де має бути розв'язок, з'являється розмита світлова пляма.

Але це ще не все. Якщо спробувати освітити матричну голограму хвилями $\sqrt{30}$ або $\sqrt{36}$, то побачимо, що оптичний нейрокомп'ютер дає відповідь 6. Голограма, як і мозок людини, має асоціативну пам'ять, яка відтворює закладену в неї інформацію навіть якщо вхідні дані неповні або спотворені.

Привабливими рисами оптичного оброблення інформації є висока швидкість виконання операцій та паралелізм (двовимірність вхідних сигналів), а недоліками – складність реалізації нелінійних ефектів у мікромасштабі та їх використання у структурних елементах (вузлах) системи зі складною архітектурою. Несподіваним спрощенням структури нейронних мереж став метод резервуарного обчислення. У статті, яка вийшла у 2001 р. і започаткувала напрям резервуарного обчислення

у нейрокомп'ютерній техніці, її автор – німецький вчений Герберт Йегер – назвав масив зворотних сигналів «луною» (англ. *echo*) і дослідив можливість використання «луни» для аналізу та тренування рекурентної мережі [72].

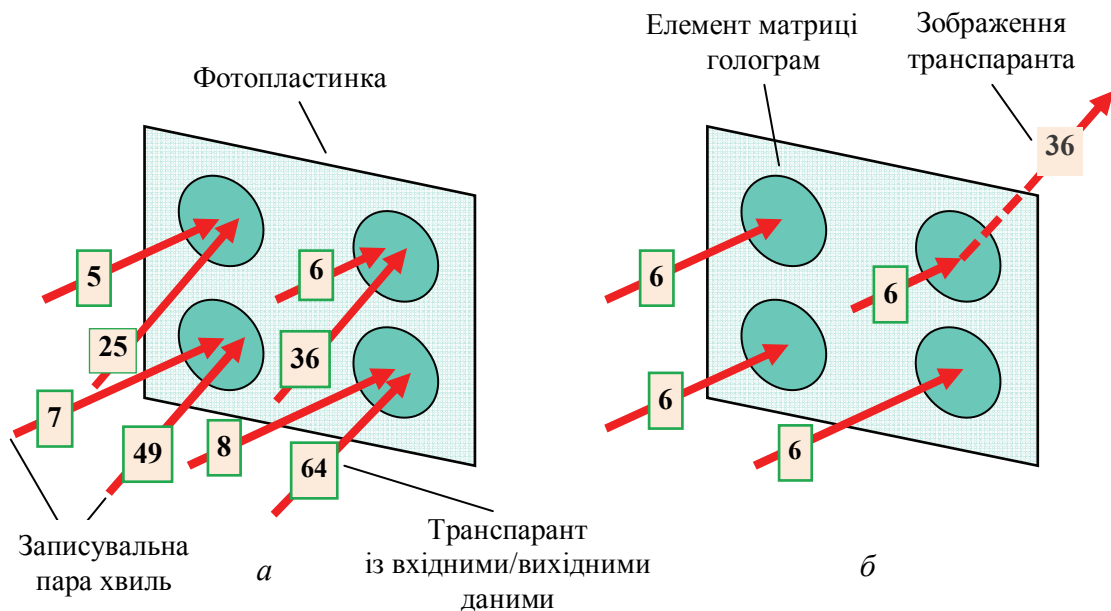


Рис. 11.12. Голограма як арифметичний процесор: запис матриці голограм «хвилями-умовами» та «хвилями-розв'язками» (а); відтворення елементарною голограмою тільки своєї записувальної хвилі із зображенням транспаранта (б)

Рекурентна нейронна мережа (англ. *recurrent neural network*, *RNN*) – це структура, в якій нейрон має зворотний зв'язок з іншими нейронами, тобто частина його вихідного сигналу подається на входи інших нейронів. Нейромережу, стан якої визначається зворотними сигналами, Йегер назвав мережею з ехо-станом (англ. *echo state network*, *ESN*). Іноді її ще називають мережею з відлунням. Альтернативою такої мережі стала машина (мережа) з нестабільним станом (англ. *liquid state machine*, *LSM*), описана Вольфгангом Маасом у 2002 р. [73].

Резервуарне обчислення (англ. *reservoir computing*) – це система обчислення, яку реалізують на динамічній структурі з випадково зв'язаними нелінійними вузлами, причому структура має зворотний зв'язок логічно більш віддалених вузлів з менш віддаленими.

Останні декілька років резервуарне обчислення стало досить популярним насамперед завдяки тому, що різко (у деяких напрямках на декілька

порядків) зросла точність моделювання у таких галузях, як ідентифікація, передбачення та класифікація.

Багатообіцяючим напрямом у розробленні резервуарних комп'ютерів є заміна множини вузлів у резервуарі одним нелінійним вузлом із затриманим зворотним зв'язком. Порівняймо обидва підходи у формуванні резервуара [74].

На рис. 11.13 зображено нейромережу, в якій резервуар утворено множиною з N (до декількох тисяч) довільно з'єднаних вузлів й елементи (рецептори) вхідного шару довільно з'єднані з вузлами резервуара, причому ваговий коефіцієнт (коефіцієнт передачі) кожного зв'язку є випадковою величиною. Вхідний сигнал (наприклад, двовимірний) збуджує вузли на деякий час τ і нелінійно трансформується у багатовимірний стан резервуара, поданий станами $x_i(t)$ його вузлів. Відбувається перетворення одно- або двовимірного сигналу на багатовимірний сигнал, що надає сигналу ознак, які розширюють можливості його класифікації. Вихідний сигнал $y(t)$, який зчитується вихідним шаром, є лінійною зваженою сумою станів збуджених резервуарних вузлів, взятих із відповідними ваговими коефіцієнтами w_i : $y(t) = \sum_{i=1}^N w_i x_i(t)$.

Це дозволяє віднести вхідний сигнал за його ознаками до певного класу.

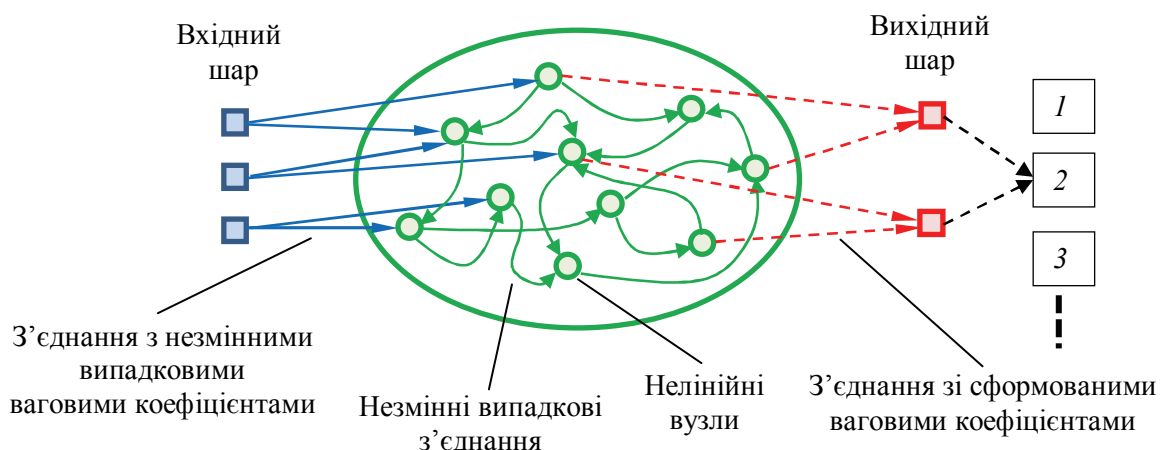


Рис. 11.13. Нейронна мережа з незмінними випадковими з'єднаннями між нелінійними вузлами

Резервуар на рис. 11.14 утворено одним нелінійним вузлом із затриманим на час τ зворотним зв'язком [74]. Із вхідного сигналу роблять вибірку, яка протягом часу τ зберігається на вході маски. Маска –

це амплітудний модулятор, який з інтервалом θ у випадковий спосіб змінює свій коефіцієнт пропускання. На вхід нелінійного вузла одночасно потрапляють вхідний сигнал з маски та затриманий на τ вихідний сигнал вузла $x(t - \tau)$. Час затримки τ розбивають на N інтервалів, так що $\tau = N\theta$, й утворюють N віртуальних вузлів, кожний з яких пов'язаний (з ваговим коефіцієнтом w_i) з вихідним шаром. Вихідний сигнал є лінійною зваженою сумою станів рівновеликих фрагментів лінії затримки, на яких було утворено віртуальні вузли:

$$y(t) = \sum_{i=1}^N w_i x \left[t - \frac{\tau}{N} (N - i) \right].$$

Аналогія: можна уявити електричний провід завдовжки L , по якому протікає імпульсний струм з випадковою амплітудою імпульсів $J_i(t)$ і такою періодичністю, що за час τ на всій довжині проводу розміщується N імпульсів тривалістю θ ; тоді заряд $Q_i(t) = J_i(t)\theta$, який міститься у деякий момент часу t у відрізку проводу з одним імпульсом, можна вважати станом цього відрізка – аналога віртуального вузла лінії затримки.

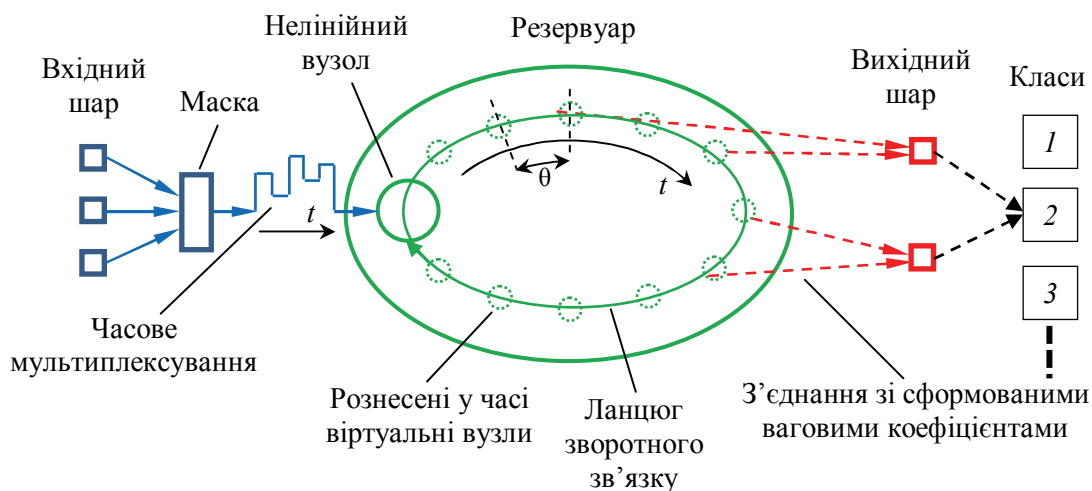


Рис. 11.14. Нейронна мережа на основі нелінійного вузла із затриманим зворотним зв'язком та синтезованими з інтервалом θ віртуальними вузлами

Оптоелектронну реалізацію нейронної мережі з нелінійним вузлом та затриманим зворотним зв'язком зображено на рис. 11.15 [75]. Джерелом випромінювання був лазерний діод з довжиною хвилі $\lambda = 1550$ нм, який працював у неперервному режимі. Нелінійним вузлом слугував інтегрально-оптичний інтерферометр Маха–Цендера, зроблений на кристалі ніобату літію

LiNbO_3 . Інтерферометр виконував функції амплітудного модулятора із синусоїдальною характеристикою; робоча точка на його характеристиці задавалася напругою зміщення, яка подавалася на електроди інтерферометра. Лінією затримки слугував відрізок оптичного волокна завдовжки $L = 1,7$ км із часом затримки $\tau = 8,5$ мкс і на ньому було сформовано $N = 50$ віртуальних вузлів (50 разів протягом часу τ здійснювалася вибірка сигналу з інтерферометра фотодіодом зчитування). Вхідний сигнал у вигляді тестового завдання потрапляв із комп'ютера на генератор сигналів довільної форми і через суматор та підсилювач на інтерферометр. Суматор об'єднував сигнали – поточний та затриманий оптичним волокном на час τ .

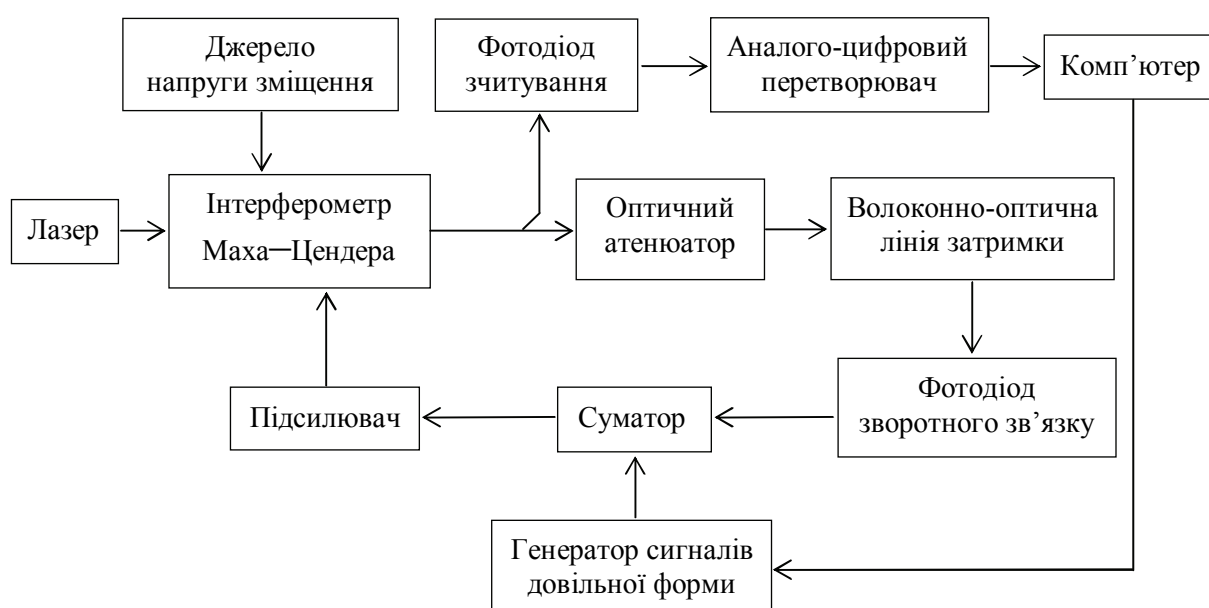


Рис. 11.15. Структурна схема оптоелектронного пристрою з нелінійним вузлом та затриманим зворотним зв'язком

Використовуючи описані вище резервуарні нейромережі можна успішно розв'язувати задачі розпізнавання мови, прогнозування, класифікації динамічних зображень, а також щодо керування рукою робота та моделювання динамічних систем.

Нейрокомп'ютери. Перший нейрокомп'ютер («Марк-1») був створений 1960 р. у США на основі перцептрона, нейронної мережі, запропонованої американським нейрофізіологом Френком Розенблатом у 1957 р. [76]. Рецепторами перцептрона були 400 фотоелементів, у випадковий спосіб з'єднаних з «нейронами» – електромеханічними ланцюгами, складеними з реле, та потенціометрів, керованих електродвигунами. Попри простоту конструкції нейрокомп'ютер міг розпізнавати літери з різним накресленням і навчатися.

Нейрокомп'ютер надсилає вхідні дані в ту нейромережу, яка має змогу прийняти рішення за саме такої комбінації вхідних даних, причому адресація відбувається автоматично – інші мережі просто не сприймають такий набір вхідних сигналів.

Можна назвати декілька переваг нейрокомп'ютера перед класичним комп'ютером [77]:

- здатність приймати рішення на основі неповного, спотвореного або асоціативного набору вхідних даних;
- великий ступінь паралелізму під час оброблення даних, що зменшує вплив помилок на результат;
- несправність частини нейромережі не спричиняє відмови нейрокомп'ютера, а лише погіршує якість вихідної інформації;
- немає потреби у звичайному програмуванні, оскільки нейрокомп'ютер самонавчається розв'язувати різні задачі.

До недоліків нейрокомп'ютерів можна віднести необхідність спеціальних наборів даних для початкового навчання та неможливість високоточних обчислень. Але схоже на те, що з великими об'ємами інформації комп'ютери, виготовлені за КМОН-технологією, у найближчі декілька років вже не зможуть справлятися. За оцінками фахівців КМОН-комп'ютер із продуктивністю 10 петафлопів споживає 10 МВт електричної енергії. Для досягнення продуктивності в одиниці ексафлопів (10^{18} операцій із плаваючою комою за секунду) потрібно буде 2 ГВт (для порівняння: потужність Чорнобильської атомної електростанції становила 4 ГВт) [78]. У 2017 р. найбільш продуктивним був китайський суперкомп'ютер *TaihuLight* – 125 петафлопів.

Назвимо основні напрями застосування нейрокомп'ютерів:

- оброблення та аналіз зображень та сигналів (процесори швидкісних датчиків; об'єднання інформації від багатьох датчиків; оброблення зображень, отриманих із супутників);
- розпізнавання образів (розпізнавання типу літака або іншої цілі за радіолокаційними сигналами; електронна розвідка; розпізнавання мови);
- адаптивне керування (самонаведення ракет; керування адаптивною оптикою багатоелементного дзеркального телескопа; керування фазованою антенною решіткою);
- експертні системи (оптимальний розподіл обмежених ресурсів у динамічній системі; прийняття рішень автопілотом або роботом; вибір цілі);
- оптимізація (проблеми, подібні до задачі про комівояжера – знаходження найкоротшого маршруту об'їзду N міст; задача багатоелементної комутації; керування роботою паралельних систем);
- системи віртуальної реальності (моделювання складних технічних систем у процесі проектування; прикладом однієї з найбільш складних штучних систем є корабель; використання засобів віртуальної реальності скорочує строки проектування з десяти до декількох років; авіаційні, космічні та спортивні тренажери;

моделювання складних фізичних систем, зокрема молекулярне моделювання; лазерні шоу з побудовою динамічних об'ємних зображень);

- економічна та фінансова діяльність (прогнозування крос-курсів валют, котирувань акцій та найкращого моменту їх купівлі або продажу; встановлення ціни на новий вид товару на основі багатокритеріальної оцінки).

Наведімо деякі характерні приклади застосування нейрокомп'ютерів у США [79]:

- перевірка кредитних карток у супермаркетах (діагностика приналежності картки певній людині за допомогою нейромережі, яка працює у просторі ознак тих товарів, що раніше купувала ця людина);

- прихований контроль багажу в аеропортах (за допомогою теплових нейронів, навчених виявляти наркотики, вибухівку та ядерні матеріали);

- керування механічною рукою робота на космічному кораблі «Шатл»;

- контроль електроенергетичних систем (стабілізація напруги, прогнозування навантажень, розподілення енергетичних потоків);

- інерціальна навігація підводного човна «Огайо» в автономному плаванні.

Перспективним напрямом досліджень із дуже широкими й не до кінця зрозумілими можливостями стає розроблення нейроінтерфейсу – пристроїв для керування штучними системами за допомогою мислених команд. Чемпіонат світу з футболу 2014 р. був відкритий ударом по м'ячу за допомогою думки, яка керувала нейропротезом ноги вболівальника. Можливо, колись людина зможе перевтілювати образи, які виникають у процесі мислення, в голографічні зображення, й обмін думками між людьми набуде зовсім іншого змісту.

Контрольні запитання і задачі

1. У чому принципова відмінність голографії від фотографії?
2. Як записуються на голограмі амплітуда та фаза світлової хвилі?
3. Поясніть фізичний зміст прямого та зворотного перетворення Фур'є в аналоговому оптичному процесорі.
4. Які операції над зображенням може здійснювати амплітудний просторовий фільтр?
5. Які можливості в обробленні зображень відкривають комплексні амплітудні фільтри?
6. Як за допомогою просторової фільтрації можна підкреслити контури зображення?
7. У чому суть оптичної бістабільності?
8. Як можна реалізувати логічну операцію «І» за допомогою картинної логіки?
9. Яка роль синапсу в нейроні?
10. Яку структуру має природний нейрон?

11. Якими властивостями треба наділити штучний нейрон?
12. Поясніть, що мають на увазі під асоціативністю голограми.
13. Які переваги має нейрокомп'ютер порівняно зі звичайним комп'ютером?
14. Що таке резервуарне обчислення?
15. Назвіть сфери реального та потенціального застосування нейрокомп'ютерів.
16. Які функції може виконувати голограма в оптичному нейрономп'ютері?
17. Як програмують нейрокомп'ютер?
18. Які обмеження мають комп'ютери, побудовані на КМОН-технології?
19. Як виглядає фур'є-образ точкового джерела світла?
20. Що таке нейроінтерфейс?
21. Поясніть принцип голографічного розпізнавання образів.
22. Як можна створити керований транспарант для оперативного введення інформації в аналоговий оптичний процесор?
23. Яка роль автокореляційного максимуму у процесі голографічного розпізнавання образів?
24. В аналоговому оптичному процесорі використовують випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 0,63$ мкм та лінзи з фокусною відстанню $f = 200$ мм. На якій відстані від центра площини просторових частот фур'є-образ має частоту $\xi = 100$ мм⁻¹?
25. Лінза з фокусною відстанню $f = 200$ мм та діаметром $D = 50$ мм виконує перетворення Фур'є від предмета у вигляді осьового отвору діаметром $d_1 = 3$ мм, освітленого випромінюванням з довжиною хвилі $\lambda = 0,45$ мкм. Знайти діаметр d_2 диска Ейрі у фур'є-образі предмета та максимальну просторову частоту диска ξ_{\max} .

Глава 12

НАДВИСОКОЧАСТОТНА ФОТОНІКА

Намагатися зрозуміти основні досягнення сучасної науки, ігноруючи її витоки, міцний фундамент, на якому науку побудовано, – і безглуздо, і неможливо.

Джон Пірс, американський фізик

12.1. Взаємодія надвисокочастотних електричних сигналів з оптичним випромінюванням

Історичні відомості. Уперше надвисокочастотні електромагнітні коливання з частотою приблизно 0,5 ГГц (довжиною хвилі 60 см) отримав у 1887 р. німецький фізик Генріх Герц, використавши для цього генератор на основі індукційної котушки та іскрового проміжку. Герц спостерігав явища заломлення, відбиття та інтерференції електромагнітних хвиль. У 1923 р. радянський фізик Олександра Глаголева-Аркадьєва, пропускаючи струм через завислі у маслі алюмінієві ошурки, отримала електромагнітні хвилі з довжиною хвилі 82 мкм, які вже відносять до інфрачервоного діапазону оптичного випромінювання.

У 90-х роках ХХ ст. в оптоелектроніці з'явився новий напрям досліджень, названий надвисокочастотною (НВЧ) фотонікою (англ. *microwave photonics*). Метою цих досліджень є створення ліній зв'язку, в яких НВЧ електричні сигнали, наприклад мобільного телефону, перетворювалися б в оптичні й передавалися у волоконно-оптичній лінії зв'язку або навпаки – оптичні сигнали перетворювалися на НВЧ-сигнали і передавалися у відкритому просторі. Останній метод дозволяє будувати широкосмугові лінії бездротового зв'язку (*Wi-Fi*), які працюють у терагерцовому діапазоні й мають можливість швидкого передавання відеоінформації високої роздільної здатності.

У 2013 р. німецькі вчені продемонстрували передавання інформації зі швидкістю 100 Гбіт/с у бездротовій лінії зв'язку завдовжки 20 м, в якій різницевий сигнал із частотою 237,5 ГГц, утворений двома лазерними діодами, подавався з фотодіода без підсилення на рупорну антену й приймався такою ж рупорною антеною, підключеною до інтегральної НВЧ-схеми на транзисторах з високоомовними електронами [80].

Розроблення методів генерації та оброблення НВЧ-сигналів оптичними методами дозволила створити оптоелектронні пристрої, недосяжні за параметрами для суто електронних аналогів.

Надвисокочастотна фотоніка – це розділ оптоелектроніки, який вивчає методи створення та особливості функціонування оптоелектронних приладів, пристроїв та систем, призначених для оброблення електричних сигналів НВЧ-діапазону та їх передавання в радіо- або оптичних лініях зв'язку. Сферами застосування НВЧ-фотоніки є радіолокація, радіозв'язок, вимірювальна техніка (сенсорні мережі) та засоби ведення електронної війни.

Можна виділити п'ять основних напрямів розвитку НВЧ-фотоніки:

- оптоелектронна генерація НВЧ-сигналів;
- оптичне передавання НВЧ-сигналів;
- оптоелектронне оброблення НВЧ-сигналів;
- оптоелектронне аналого-цифрове перетворення цих сигналів;
- оптоелектронне оброблення інформації в комп'ютерних системах.

12.2. Оптоелектронна генерація НВЧ-сигналів

Існує декілька методів генерації електричних НВЧ-сигналів за допомогою оптичного випромінювання:

- змішування на фотодіоді випромінювання двох лазерних діодів, синхронізованих за допомогою оптичної інжекції модульованого випромінювання від задавального лазерного діода;
- змішування на фотодіоді випромінювання двох лазерних діодів, синхронізованих за допомогою ланцюга зворотного зв'язку;
- змішування на фотодіоді двох потоків випромінювання з різними частотами, які з'явилися після проходження випромінювання лазерного діода через інтегрально-оптичний інтерферометр Маха–Цендера, керований напругою НВЧ;
- використання оптоелектронного генератора на основі інтерферометра Маха–Цендера, охопленого зворотним зв'язком.

Найпростішим методом генерації терагерцового електричного сигналу є змішування на вході широкосмугового фотодіода випромінювання від двох одночастотних лазерних діодів із частотами ν_1 та ν_2 й отримання оптичного биття з різницевою частотою $f = \nu_1 - \nu_2$, яка потрапляє у терагерцовий діапазон (рис. 12.1). Тоді на виході фотодіода спостерігається фотоелектричний НВЧ-сигнал за умови, що $f \leq f_{PD}$, де f_{PD} – максимальна робоча частота фотодіода.

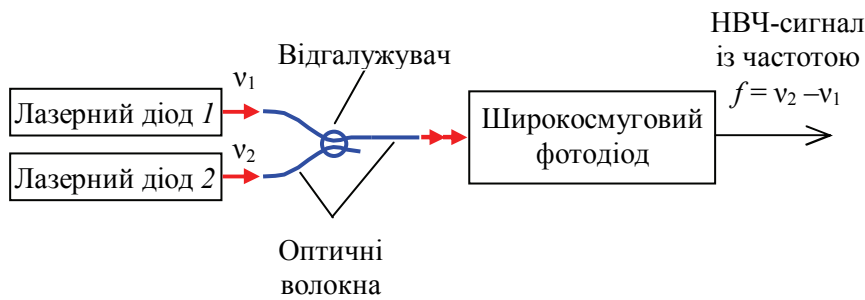


Рис. 12.1. Схема отримання електричного НВЧ-сигналу оптичними засобами (методом фотозмішування)

Приклад 12.1. На фотодіод із чутливістю за струмом $S_J = 10$ А/Вт падає випромінювання лазерного гетеродина потужністю $P_0 = 100$ мкВт і частотою $\nu_0 = 2,16 \cdot 10^{14}$ Гц та оптичний сигнал потужністю $P_1 = 5$ мкВт і частотою $\nu_1 = 2,161 \cdot 10^{14}$ Гц. Знайти амплітуду J_0 і частоту f фотоструму на виході фотодіода.

Оптичне биття гетеродинного та сигнального випромінювання на фоточутливій поверхні фотодіода викликає появу на його виході фотоструму:

$$J(t) = S_J \left\{ P_0 + P_1 + 2\sqrt{P_0 P_1} \cos[2\pi(\nu_1 - \nu_0)t + \varphi_1 - \varphi_0] \right\}, \quad (12.1)$$

де φ_1 та φ_0 – фази відповідно сигнального та гетеродинного випромінювання на фотодіоді в момент $t = 0$.

Амплітуда фотоструму

$$J(0) = 2S_J \sqrt{P_0 P_1} = 2 \cdot 10 \sqrt{100 \cdot 10^{-6} \cdot 5 \cdot 10^{-6}} = 0,45 \text{ мА},$$

а частота

$$f = \nu_1 - \nu_0 = 2,161 \cdot 10^{14} - 2,16 \cdot 10^{14} = 10^{11} \text{ Гц} = 0,1 \text{ ТГц}.$$

Здавалося б – усе просто. Але згадаймо, що внаслідок нагрівання напівпровідникових кристалів частоти випромінювання лазерних діодів дрейфують зі швидкістю 10–20 ГГц/К, тому різницева частота буде сильно змінюватись. Із формули (12.1) видно, що для зменшення нестабільності частоти НВЧ-сигналу потрібно, щоб різниця фаз випромінювання лазерних діодів $\varphi_1 - \varphi_2$ залишалася незмінною величиною. Досягти цього можна, синхронізуючи випромінювання обох лазерних діодів (наразі – ведених) за допомогою задавального лазерного діода, випромінювання якого промодульоване надвисокочастотним сигналом від опорного генератора (рис. 12.2, б). Синхронізація досягається за допомогою оптичної інжекції випромінювання задавального лазера в активні середовища ведених лазерів. Зауважмо, що НВЧ-сигнал, закладений в оптичне випромінювання, можна передати волоконно-оптичним

кабелем у віддалену точку і там перетворити його в електричний сигнал [81].

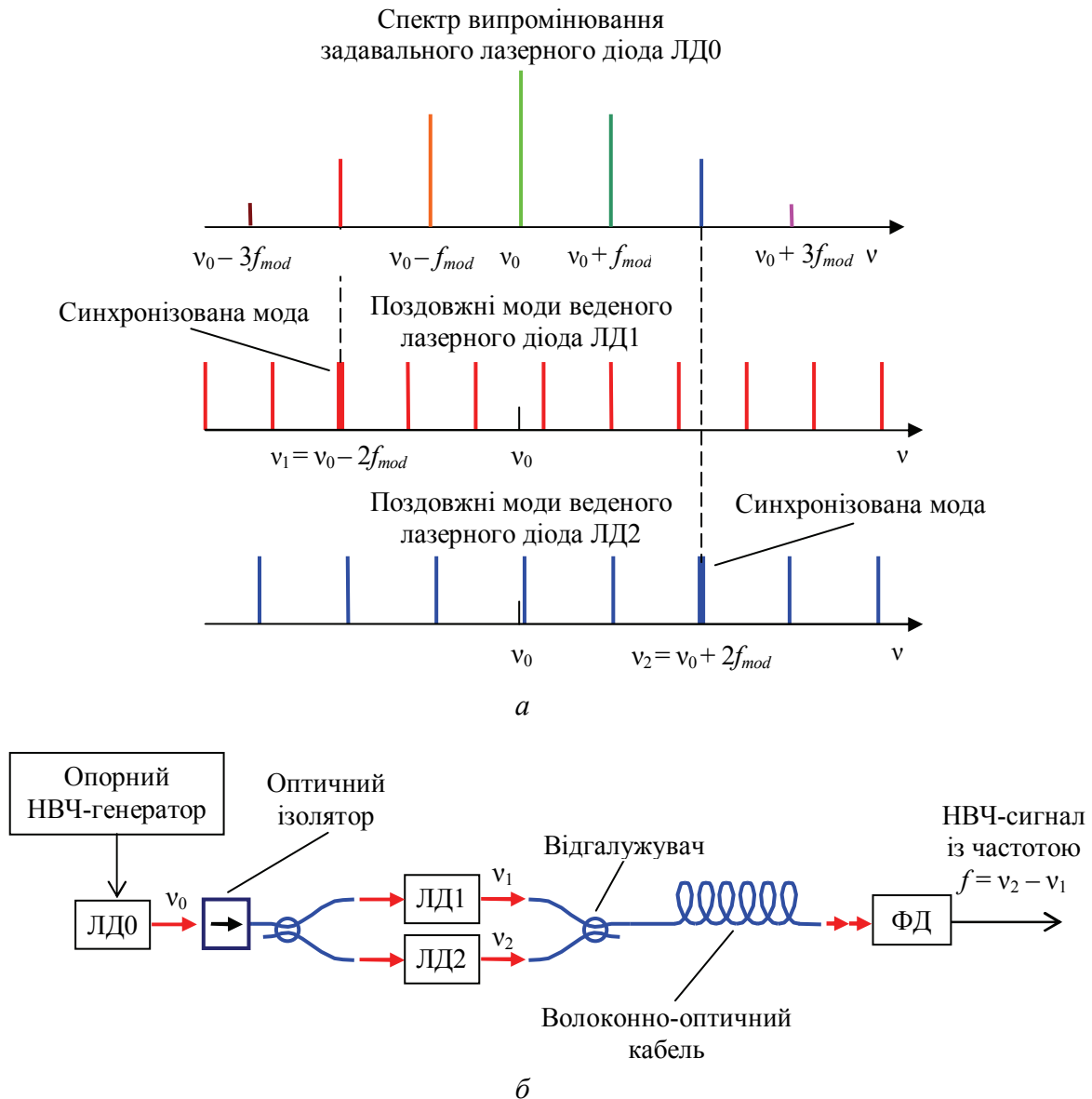


Рис. 12.2. Спектри задавального та ведених лазерів (а) та схема оптичної генерації НВЧ-сигналу з низьким рівнем фазового шуму, досягнутого внаслідок оптичної інжекції у ведені лазери модульованого випромінювання задавального лазера, синхронізації двох мод цих лазерів та їх фотозмішування (б)

Нехай ν_0 – частота випромінювання задавального лазера, f_{mod} – його частота модуляції, ν_1 , ν_2 та ϕ_1 , ϕ_2 – частоти та фази випромінювання ведених лазерів відповідно. Тоді спектр випромінювання задавального лазера складатиметься з основної частоти ν_0 та бокових частот першого порядку $\nu_0 \pm f_{mod}$, другого порядку $\nu_0 \pm 2f_{mod}$ і т. д. (рис. 12.2, а).

Якщо так підібрати частоту модуляції, щоб бокові частоти, наприклад другого порядку, виявилися близькими до деяких частот поздовжніх мод ведених лазерів, то відбудеться синхронізація мод цих лазерів з відповідною синхронізацією їх фаз випромінювання, так що $\varphi_1 - \varphi_2 = \text{const}$. Тоді згідно з формулою (12.1) електричний НВЧ-сигнал на виході фотодіода може бути поданий як

$$J(t) = 2S_J \sqrt{P_1 P_2} \cos[2\pi(v_2 - v_1)t + \varphi_2 - \varphi_1] = \\ = 2S_J \sqrt{P_1 P_2} \cos(4\pi m f_{mod} t + \text{const}),$$

де S_J – чутливість фотодіода за струмом; P_1 та P_2 – потужності потоків випромінювання ведених лазерних діодів на фотодіоді; m – порядок синхронізувальних бокових частот задавального лазера. Цей сигнал має частоту $2mf_{mod}$ й високу стабільність фази, а отже, низький рівень фазового шуму, який зумовлюється шумами опорного НВЧ-генератора.

Знизити фазовий шум дозволяє також фазовий детектор з електричним зворотним зв'язком на один із лазерних діодів (рис. 12.3).

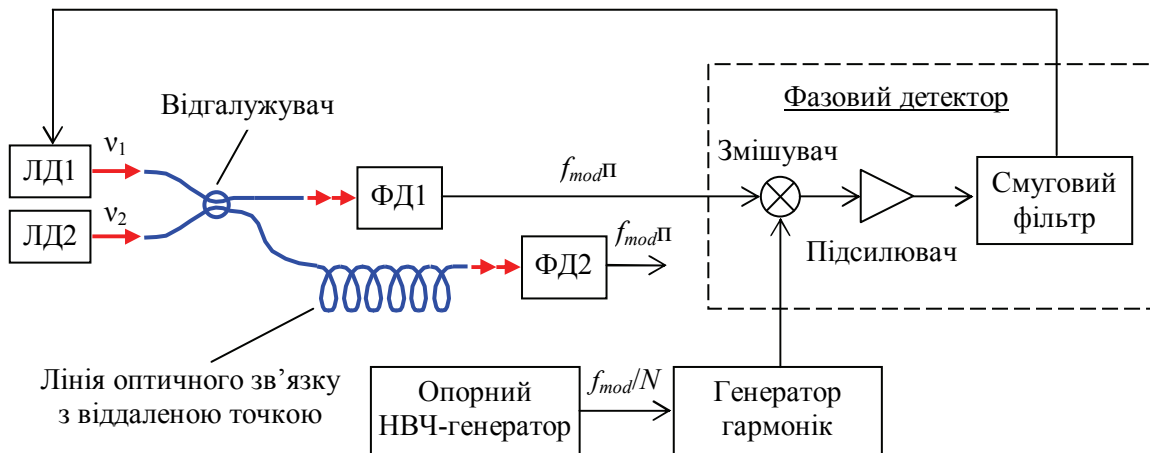


Рис. 12.3. Схема оптичної генерації НВЧ-сигналу методом фотозмішування, зниження фазового шуму за рахунок електричного зворотного зв'язку та передавання НВЧ-сигналу у віддалену точку за допомогою волоконно-оптичного кабелю

Оптичну генерацію НВЧ-коливань можна здійснити і без опорного НВЧ-генератора, використавши модулятор Маха–Цендера (рис. 12.4 та 12.5). На рис. 12.4 зображено схему із заглушенням оптичної несучої режекторним фільтром. У схемі на рис. 12.5 умовою генерації є перевищення підсилення над втратами у ланцюгу зворотного зв'язку,

утвореному волокном, оптичним розгалужувачем, фотодіодом, підсилювачем, вузькосмуговим фільтром та електричним розгалужувачем. Для досягнення низького рівня фазового шуму оптичне волокно має бути завдовжки до декількох десятків кілометрів, але при цьому в ньому виникає велика кількість власних коливань із близькими частотами. Виділити одночастотне коливання можна за допомогою надвисокочастотного фільтра з дуже вузькою смугою пропускання [81].

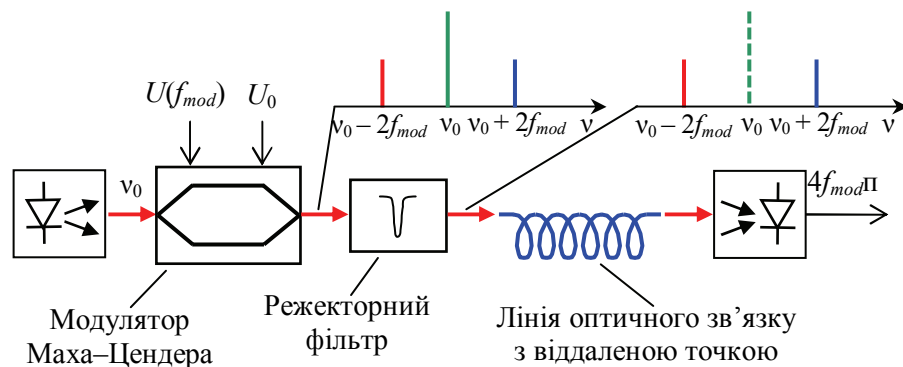


Рис. 12.4. Схема оптичної генерації НВЧ-сигналу за допомогою інтегрально-оптичного модулятора Маха-Цендера, заглушення оптичної несучої режекторним фільтром та передавання НВЧ-сигналу у віддалену точку оптичним кабелем

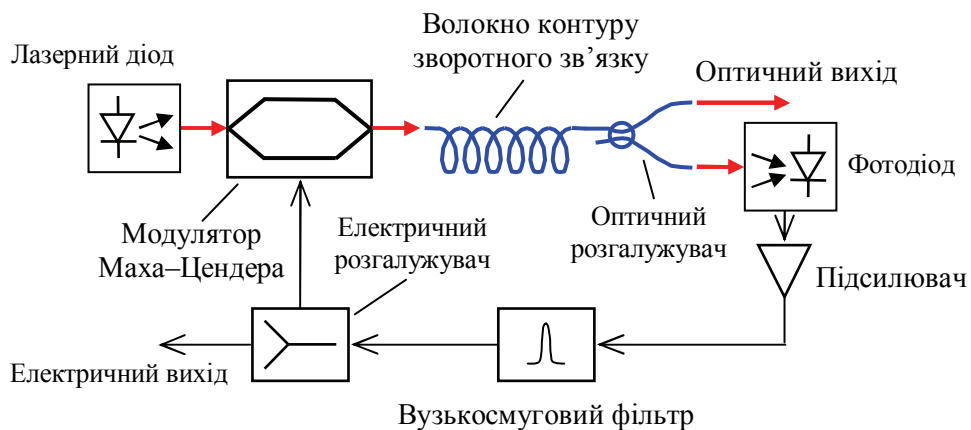


Рис. 12.5. Схема оптоелектронного генератора НВЧ-коливань з модулятором Маха-Цендера та оптичним зворотним зв'язком

Ще одним перспективним напрямом оптоелектронної генерації НВЧ-коливань з частотами у діапазоні 0,1–100 ТГц є збудження фотопровідникових антен лазерним випромінюванням. Якщо збудження здійснюють фемтосекундними імпульсами, отримують імпульсне широкосмугове терагерцове випромінювання. Опромінення антен випро-

мінюванням двох лазерів неперервної дії з трохи різними частотами дозволяє генерувати неперервне терагерцове випромінювання [80].

12.3. Оптичне передавання НВЧ-сигналів

Оптичне передавання НВЧ-сигналів. На рис. 12.6 показано порівняння втрат електричного сигналу у разі його передавання коаксіальним кабелем (пряме передавання електричного НВЧ-сигналу) і волоконно-оптичним кабелем (перетворення електричного НВЧ-сигналу

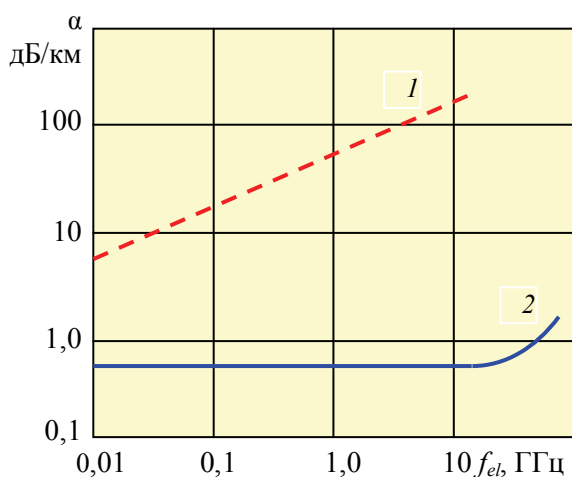


Рис. 12.6. Втрати НВЧ-сигналу в разі його передавання коаксіальним кабелем (1) та одномодовим волоконно-оптичним кабелем на довжині хвилі 1,55 мкм (2)

в оптичний на вході кабелю, передавання оптичного сигналу і зворотне перетворення оптичного сигналу в електричний НВЧ-сигнал на виході кабелю).

Передавання НВЧ-сигналу може відбуватися некогерентно та когерентно, залежно від методу фотоприймання:

- у разі прямого (некогерентного) фотодетектування електричний НВЧ-сигнал модулює оптичне випромінювання за інтенсивністю, випромінювання передається до фотоприймача оптичним волокном і на виході фотоприймача з'являється переданий електричний НВЧ-сигнал;

- у разі гетеродинного (когерентного) фотоприймання електричний НВЧ-сигнал модулює оптичне випромінювання за інтенсивністю, фазою або частотою, випромінювання передається оптичним волокном до фотоприймача, на вході якого змішується з когерентним випромінюванням лазерного гетеродина; електричний НВЧ-сигнал з'являється на виході схеми оброблення сигналу фотоприймача.

Когерентний метод передавання НВЧ-сигналу, хоча і забезпечує більше відношення сигнал/шум, використовується досить рідко, тому що потребує контролю поляризації випромінювання та стабілізації його частоти. Зокрема, його доцільно використовувати у довгих лініях зв'язку, де немає оптичних підсилювачів чи ретрансляторів і де внаслідок

нелінійності волокна неможливо збільшити відношення сигнал/шум підвищенням потужності лазерного передавача [82].

12.4. Оптична фільтрація НВЧ-сигналів

Для оброблення НВЧ-сигналів, транспортованих світлом, можна застосувати оптичні методи. Розгляньмо, як, наприклад, замінити електричну фільтрацію НВЧ-сигналу оптичною, що дасть змогу зменшити втрати, розширити смугу частот і забезпечити нечутливість до електромагнітних перешкод.

Зазвичай фільтри виконують такі функції:

- пропускання коливань у певному діапазоні частот (смугові фільтри, англ. *band-pass filters*);
- заглушення коливань у певному діапазоні частот (режекторні фільтри, *band-stop filters*) або у дуже вузькій смузі частот (вузькосмугові режекторні фільтри, *notch filters*);
- пропускання коливань, частоти яких менші за частоту зрізу (фільтри низьких частот, *low-pass filters*);
- пропускання коливань, частоти яких більші за частоту зрізу (фільтри високих частот, *high-pass filters*);
- пропускання всіх частот зі зміною фазових співвідношень між ними (фазові фільтри, *all-pass filters*).

Для всіх зазначених фільтрів, окрім останнього, можна ввести таке поняття, як *добротність* Q – відношення центральної частоти f_0 або частоти зрізу f_{cf} до смуги частот $\Delta f/2$, в якій пропускання фільтра спадає вдвоє (Δf – діапазон частот, в якому пропускання фільтра $T > 0,5$ для смугового фільтра або, наприклад, $0,5 < T < 0,99$ для фільтрів низьких та високих частот).

Щоб зрозуміти, для чого потрібна фільтрація НВЧ-сигналу, розгляньмо такий приклад. Летить літак. Політ літака контролюється наземним радаром, який надсилає у бік літака пачки імпульсів тривалістю τ_p із частотою повторення f_p . Унаслідок ефекту Доплера відбувається зсув центральної частоти випромінювання радару f_0 на величину $\Delta f = \mp \frac{f_0}{c} \frac{dR}{dt}$, де $R(t)$ – відстань до літака, змінна у часі; знак «+»

відповідає наближенню літака до радару. Існує деяка максимальна

величина доплерівського зсуву частоти Δf_{\max} , яка визначається максимальною швидкістю, досяжною, наприклад, для перехоплювача. Тоді приймання НВЧ-сигналу, відбитого від літака, достатньо обмежити смугою частот від $f_0 - \Delta f_{\max}$ до $f_0 + \Delta f_{\max}$, причому з цієї смуги частот потрібно видалити частоту f_0 , яка відповідає НВЧ-сигналу, відбитому від нерухомих об'єктів довкілля. Для цього використовують вузько-смуговий режекторний фільтр, який зазвичай застосовують після перетворення зі зниженням частоти та аналого-цифрового перетворення НВЧ-сигналу.

Розрізнити сильний паразитний сигнал, відбитий від перешкоди (землі, будинків, дерев), від слабкого сигналу, відбитого від літака, можна лише за використання аналого-цифрового перетворювача (АЦП) з розрядністю 14–18 біт. На частоті понад 1 ГГц створити такі АЦП дуже важко, бо потрібний синхрогенератор із надзвичайною стабільністю. Знизити розрядність АЦП можна, якщо паразитний сигнал заглушити хоча б частково за допомогою фільтра. Ослаблення паразитного сигналу на 30 дБ дозволяє зменшити розрядність АЦП на 5 біт, але у діапазоні НВЧ реалізувати такий фільтр і дорого, і складно [83]. Вирішенням проблеми є модуляція НВЧ-сигналом оптичного випромінювання і застосування до НВЧ-сигналу з оптичною несучою методів оброблення оптичних сигналів з використанням елементів волоконної та інтегральної оптики.

На рис. 12.7 показано схему оптичної фільтрації НВЧ-сигналу за допомогою трансверсального фільтра (англ. *transversal* – поперечний) – лінійного фільтра з розгалуженою лінією затримки [83]. На оптичний вхід модулятора Маха–Цендера подається випромінювання лазерного діода з напруженістю електричного поля

$$E_{LD} = \sqrt{I_{LD}} \exp[i\omega_0 t + \varphi(t)],$$

де I_{LD} – інтенсивність випромінювання лазерного діода; $\omega_0 = 2\pi\nu$, а $\varphi(t)$ – фаза випромінювання. НВЧ-сигнал $s(t)$, який подається на електричний вхід модулятора, модулює оптичну несучу й оптичне випромінювання стає носієм НВЧ-сигналу. Випромінювання ділиться порівну за допомогою оптичного розгалужувача між N волоконними лініями затримки, час затримки в яких послідовно зростає від 0 до $(N-1)T$, де T – приріст часу затримки між сусідніми волокнами розгалужувача. У волокнах розгалужувача розміщено атенюатори (поглинальні фільтри)

з коефіцієнтами передавання за інтенсивністю a_r , значення яких задаються формою передавальної характеристики ($r = 0, 1, 2, \dots, N-1$). Зсунуті у часі на rT й ослаблені в $\sqrt{a_r}$ разів коливання електричного поля світлових хвиль складаються оптичним об'єднувачем й інтерферують на вході фотодіода, причому відфільтрований НВЧ-сигнал на виході фотодіода можна знайти як результат комплексного спряження (позначено зірочкою) сумарних амплітуд світлових хвиль:

$$J_{RF}(t) = S_J \left(\sum_{r=0}^{N-1} E_r \right) \left(\sum_{r=0}^{N-1} E_r \right)^*,$$

де амплітуда окремої хвилі

$$E_r(t) = \frac{1}{N} \sqrt{a_r s_{t-rT} I_{LD}} \exp \left\{ i \left[\omega_0 (t - rT) + \varphi_{t-rT} \right] \right\};$$

у цих формулах S_J – чутливість фотодіода за струмом; s_{t-rT} – відносне значення вхідного НВЧ-сигналу в момент $t - rT$, а φ_{t-rT} – фаза оптичного сигналу на вході r -го волокна трансверсального фільтра у цей же момент.

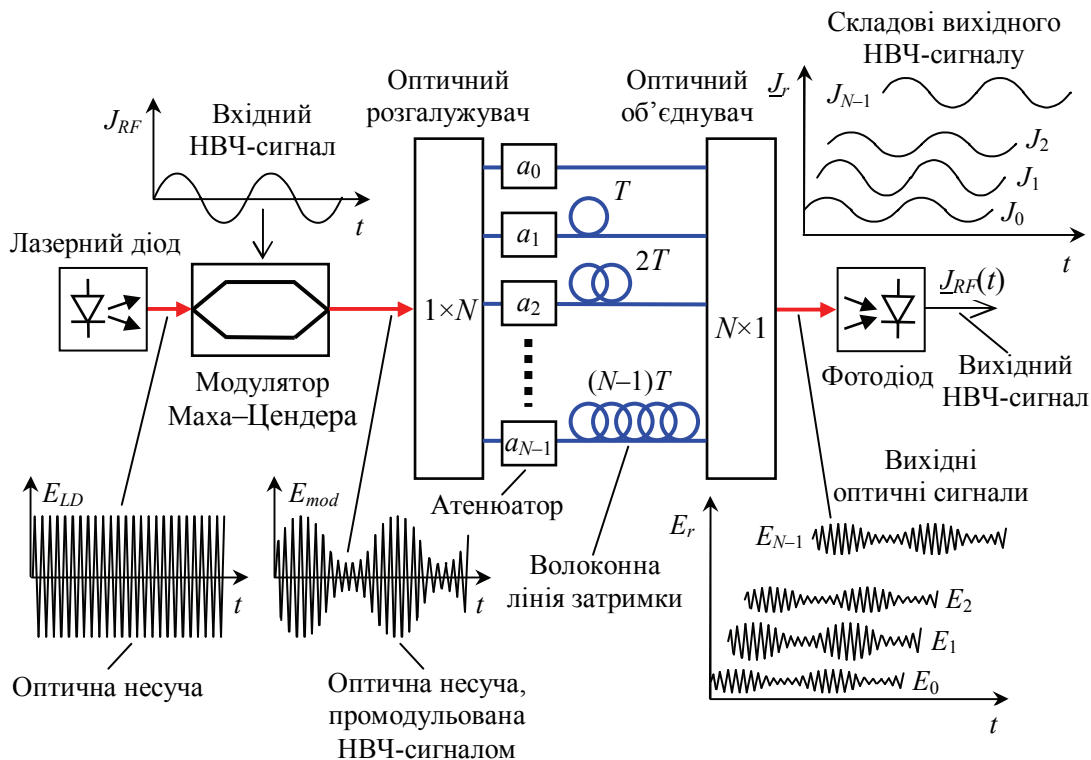


Рис. 12.7. Схема оптичної фільтрації НВЧ-сигналу за допомогою трансверсального фільтра, утвореного N волоконними лініями затримки з часом затримки від 0 до $(N-1)T$ та N атенюаторами з коефіцієнтами передавання $a_r < 1$

Наведений аналіз є справедливим лише за умови, що час когерентності лазерного діода більший за максимальний час затримки оптичного сигналу у волокні, тобто $\tau_{coh} > (N-1)T$, інакше потрібно враховувати степінь когерентності лазера.

Назвімо основні сфери застосування фотонних НВЧ-фільтрів:

- виділення оптичного сигналу серед інших сигналів, мультиплексованих у волокні;
- заглушення одного оптичного сигналу і пропускання інших у волокні (як у наведеному вище прикладі з літаком);
- просторова розгортка променя фазованої антенної решітки;
- швидкісний кореляційний аналіз сигналів.

12.5. Оптиелектронне аналого-цифрове перетворення НВЧ-сигналів

Попри те, що частота дискретизації сучасних електронних АЦП сягає 1 ГГц (за 8 біт роздільної здатності), вона є недостатньою для сучасних комунікаційних та вимірювальних систем, а також систем виявлення та розпізнавання цілей (радарів та ладарів). Суттєво збільшити частоту дискретизації дозволять оптичні АЦП, в яких джерелами випромінювання є лазери із синхронізацією мод. Такі лазери дозволяють отримувати ультракороткі оптичні імпульси з високою частотою повторення, причому стабільність генерації таких імпульсів вища, ніж у електронних аналогів.

Один із можливих варіантів оптичного 4-бітового АЦП зображено на рис. 12.8 [84]. Оптичні імпульси лазера із синхронізацією мод (див. підрозд. 15.4 [3]) можуть мати фемтосекундну тривалість і частоту повторення до 1 ТГц, що забезпечує високу швидкодію перетворювача. Імпульси потрапляють на оптичний розгалужувач, який подає їх одночасно на входи чотирьох інтегрально-оптичних модуляторів Маха–Цендера. На одне із плечей модулятора (інтерферометра) нанесено електроди, причому електроди у модуляторі вищого розряду вдвічі довші за електроди сусіднього модулятора, що подвоює частоту дискретизації. Згадаймо, що за теоремою відліків частота дискретизації має бути вдвічі більшою за максимальну частоту сигналу.

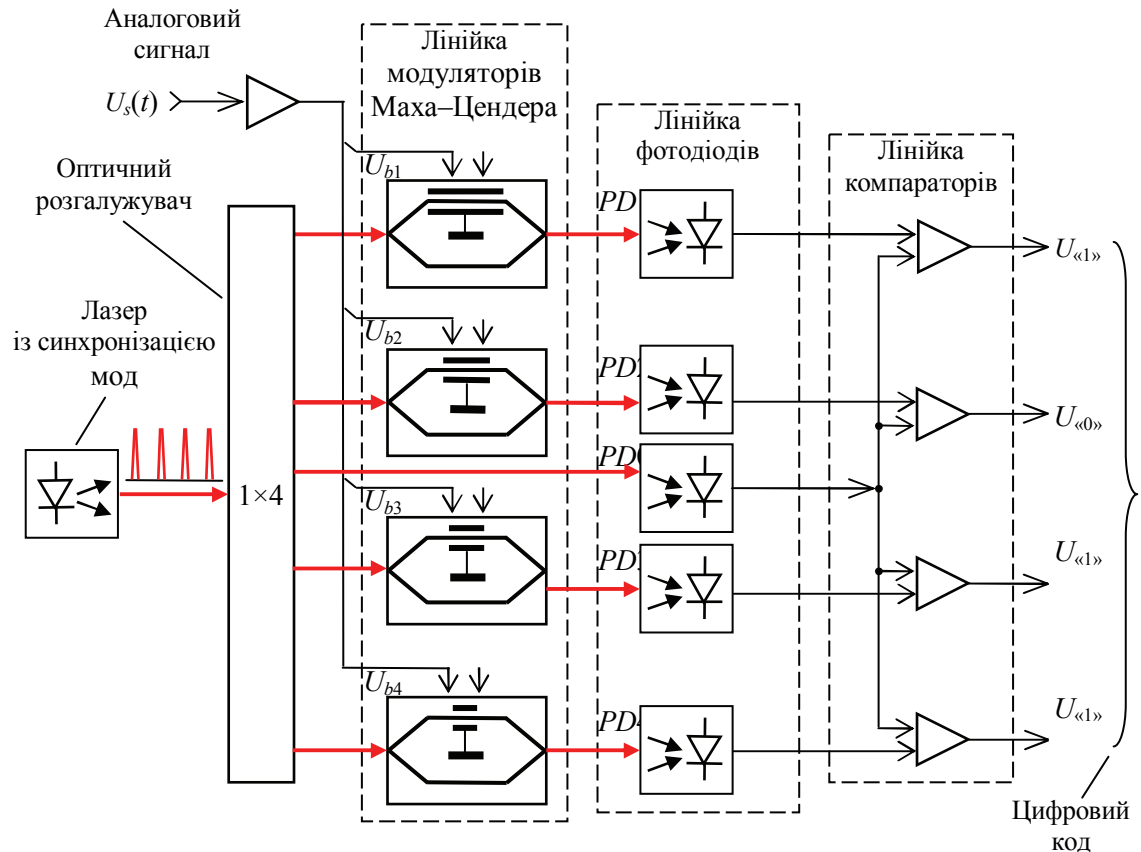


Рис. 12.8. Схема оптичного АЦП на основі лінійки модюляторів Маха-Цендера

На електроди, які перебувають під напругою зміщення $U_b^{(i)}$ (i – порядковий номер одного з N бітових розрядів; наразі $N = 4$), подається перетворений аналоговий сигнал $U_s(t)$. Для подвоєння частоти дискретизації у модюляторі N -го розряду напруга зміщення (півхвильова напруга за певної довжини електродів) має бути у 2^N разів вища за напругу зміщення на електродах модюлятора найнижчого розряду ($i = 1$).

12.6. Оптиелектронне оброблення інформації в комп'ютерних системах

Чим вищими стають робочі частоти комп'ютерних процесорів і чим більше процесорних ядер розміщують на чипі, тим гострішою стає проблема зв'язку цього чипа із чипом пам'яті, зокрема через обмежену кількість виводів і недостатню смугу частот електричних шин. Проблема навіть дістала спеціальну назву – «стіна пам'яті» (англ. *memory wall*). Перехід до оптичного зв'язку між обома чипами суттєво збільшує ефективність роботи комп'ютера. Так, для чипа, який містить 256 ядер, виготовлених за 7-м технологічним процесом, використання оптичного

зв'язку з пам'яттю у 2,6 разів збільшує швидкість виконання прикладних програм і в 3,4 разів – енергетичну ефективність, а також на 60 % зменшує затримку сигналів [80]. Ще більшою стане вигода від використання оптичних зв'язків, коли кількість процесорних ядер на чипі зросте до декількох тисяч, як це прогнозують фахівці.

Оптичні зв'язки у процесорі стали можливими завдяки розвитку нанофотоніки. Для реалізації оптичного зв'язку на чипі потрібні джерело випромінювання, хвилевід, модулятор, перемикач і фотоприймач.

Джерелом випромінювання у процесорі є лазерний діод, випромінювання якого можна модулювати для введення інформації, змінюючи струм інжекції (пряма або внутрішня модуляція) або пропускання модулятора (зовнішня модуляція). Для прямої модуляції використовують лазер із вертикальним резонатором та поверхневим випромінюванням (*VCSEL*), розглянутий у підрозд. 16.14 [3]. Такий лазер виготовляють на основі елементів III та V груп таблиці Менделєєва, які важко узгодити з технологією кремнієвого чипа, тому цей лазер розміщують поза чипом, у блоці передавача, а з чипом з'єднують багатомодовим волокном.

Альтернативою *VCSEL* є лазер з розподіленим зворотним зв'язком (англ. *distributed feed back laser*, *DFB laser*). У звичайному лазері позитивний зворотний зв'язок, потрібний для генерації випромінювання, забезпечують дзеркала (елементи із зосередженими параметрами – коефіцієнтами відбиття). У лазері з розподіленим зворотним зв'язком дзеркал немає, а їх функції виконує хвилеподібна форма активного шару лазера. Пряма хвиля дифрагує на виступах активного шару і частина її енергії спрямовується назад, формуючи зворотну хвилю. Відбиття світла відбувається не в одній площині, а розподіляється по всій довжині активного середовища лазера (рис. 12.9). Для реалізації розподіленого зворотного зв'язку на підкладці з *n*-напівпровідника створюють дифракційні ґрати з періодом Λ (наприклад, методом фотолітографії або іонно-променевого травлення). Епітаксіальне нарощування *p*-шару на підкладку здійснюють напівпровідником, сильно легованим акцепторною домішкою (Zn). Домішка дифундує у підкладку і на глибині 1 мкм під межею GaAlAs та GaAs створює активний шар хвилеподібної форми [85; 86].

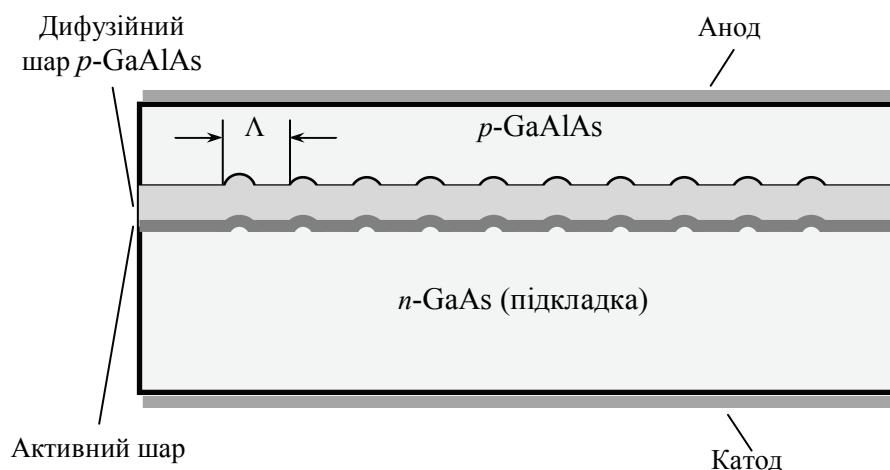


Рис. 12.9. Лазер із розподіленим зворотним зв'язком (DFB)

Розподілений зворотний зв'язок можна реалізувати і за межами активного середовища, зробивши дифракційні ґрати на поверхні хвиленоводу, обабіч або з одного боку активного шару (рис. 12.10). Таке джерело випромінювання дістало назву «лазер з розподіленим бреггівським відбивачем» (англ. *distributed Bragg reflector laser, DBR laser*).

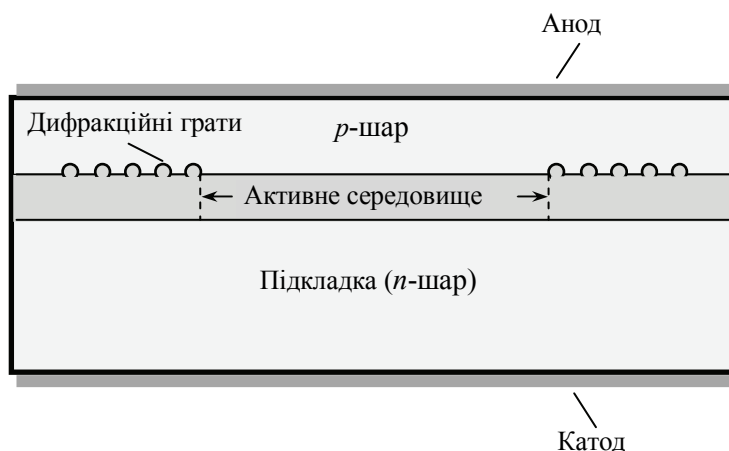


Рис. 12.10. Лазер з розподіленими бреггівськими відбивачами (DBR)

Усі ці три типи лазерних діодів є джерелами одночастотного випромінювання.

Приклад 12.2. Який період Λ повинні мати дифракційні ґрати третього порядку в DFB-лазері, якщо хвильовід активного середовища має показник заломлення $n_w = 3,2$, а довжина хвилі лазерного випромінювання у повітрі $\lambda_0 = 1,56$ мкм?

Скористаймося формулою Брегга для дифракції випромінювання на об'ємних ґратах:

$$2\Lambda \sin \theta = m\lambda, \quad (12.2)$$

де θ – кут падіння випромінювання на ґрати; m – порядок дифракції.

Кут $\theta = \pi/2$, а довжина хвилі у хвилеводі $\lambda = \lambda_0/n_w$, тому формулу (12.2) можна переписати як

$$\Lambda = \frac{m\lambda_0}{2n_w}. \quad (12.3)$$

Підставляючи у співвідношення (12.3) числові дані, знайдемо

$$\Lambda = 3 \cdot 1,56 / (2 \cdot 3,2) = 0,73 \text{ мкм.}$$

Кремнієвий хвилевід на чипі може передавати на одній довжині хвилі λ інформацію зі швидкістю 10 Гбіт/с, а завдяки мультиплексуванню хвилевід може передавати одночасно десятки хвиль з різними λ , значно збільшуючи пропускну здатність. Оптичні втрати у такому хвилеводі не перевищують 2 дБ/см (як варіанти пропонують передавати оптичні сигнали у межах чипа або між чипами полімерним хвилеводом із втратами 0,07 дБ/см чи навіть повітрям).

Мікрорезонатор, пов'язаний за допомогою оптичного тунельного ефекту з лінійним хвилеводом, може виконувати функції модулятора: мікрорезонатор частково пропускає випромінювання з довжиною хвилі, яка близька до резонансної (рис. 12.11, а), або повністю пропускає, якщо далека (рис. 12.11, б). За резонансу мікрорезонатор спрацьовує як перемикач, спрямовуючи випромінювання у певний хвилевід (рис. 12.11, в). Якщо ділянку кільцевого кремнієвого хвилеводу легувати германієм, отримаємо вбудований у хвилевід фоторезистор (рис. 12.11, г).

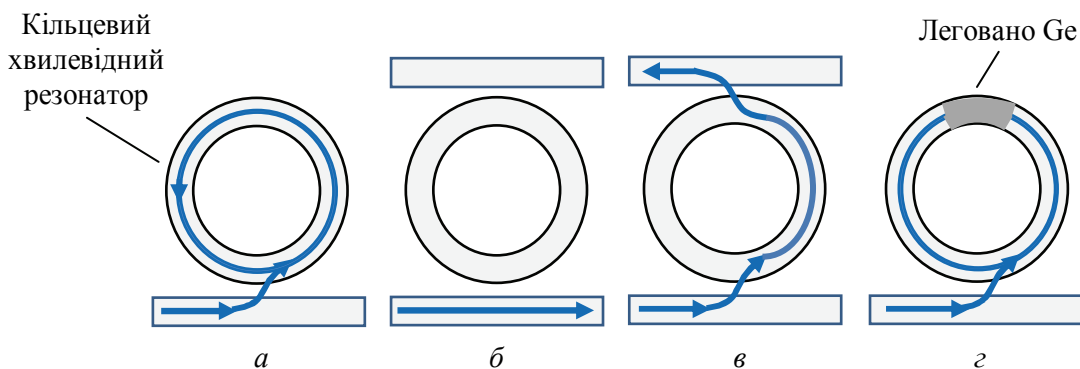


Рис. 12.11. Кільцевий хвилевідний мікрорезонатор, пов'язаний з лінійним хвилеводом за допомогою оптичного тунельного ефекту: резонатор як модулятор за збудження випромінюванням, близьким до резонансного (а), резонансним (в) та нерезонансним (б), а також як фотоприймач із сенсibilізованою Ge ділянкою Si-хвилеводу (г)

Досягати резонансного збудження мікрорезонатора можна, налаштовуючи довжину хвилі випромінювання, яке поширюється у лінійному

хвилеводі, пов'язаному з мікрорезонатором, або змінюючи за допомогою електрооптичного ефекту довжину мікрорезонатора.

Залишається ще багато невирішених проблем у впровадженні оптичних зв'язків в інтегральні схеми. Нанопотоніка інтегральних схем – зовсім молодий напрям оптоелектроніки, від успішного розвитку якого значною мірою залежить цифрове майбутнє людства.

Контрольні запитання і задачі

1. Чим відрізняється оптичний зв'язок між компонентами електронної схеми від електричного?
2. Які проблеми вирішує надвисокочастотна фотоніка?
3. Які існують оптичні методи генерації НВЧ-сигналів?
4. Поясніть принцип дії інтегрально-оптичного модулятора Маха–Цендера.
5. Чому зі збільшенням частоти електричного сигналу у коаксіальному кабелі зростають втрати?
6. Наведіть приклад фільтрації НВЧ-сигналу.
7. Як у *DFB*-лазері реалізують розподілений зворотний зв'язок?
8. Хвилевід активного середовища *DFB*-лазера має показник заломлення $n_w = 1,6$, а довжина хвилі лазерного випромінювання у повітрі $\lambda_0 = 1,3$ мкм. Який період Λ повинні мати дифракційні ґрати третього порядку ($m = 3$) для забезпечення у лазері розподіленого зворотного зв'язку?
9. Чим відрізняється *DFB*-лазер від *DBR*-лазера?
10. Що обмежує швидкість обміну інформацією між процесором та пам'яттю?
11. Які функції в інтегральній схемі виконує оптичний мікрорезонатор?
12. Як відбувається перемикання сигналів за допомогою мікрорезонатора?
13. Як можна налаштовувати оптичний мікрорезонатор на резонанс?
14. Як можна з мікрорезонатора зробити фотоприймач?

Глава 13

НАДШИРОКОСМУГОВА ФОТОНІКА

Людство настирливо продовжуватиме пошук можливостей розширити смугу частот для задоволення потреб засобів зв'язку, які зростають. І певною мірою зусилля будуть спрямовані на використання все вищих і вищих частот, які дозволяють розширити смугу.

Джон Пірс, американський фізик

13.1. Надширокосмуговий зв'язок

Історичні відомості. За одну секунду канал зв'язку може передати тим більше бітів інформації, чим ширша смуга частот пропускається цим каналом. Джон Пірс, відомий фахівець у галузі електроніки, у 1956 р. писав: «Можна очікувати, що фактично безмежна за шириною смуга частот міліметрових хвиль приверне до себе увагу через збільшення ліній зв'язку, й особливо в міру використання телебачення для спілкування між групами людей і навіть між окремими людьми» [4].

Якщо звичайний радіосигнал є неперервним і вузькосмуговим, то надширокосмуговий (НШС) – імпульсним, тому такий зв'язок на початку його вивчення називали імпульсним. Перші армійські НШС-системи запрацювали у 1943 р. у британських та американських військах. Так, американська армійська радіостанція працювала на частоті 4,5 ГГц і дозволяла вести одночасно розмову по восьми каналах, що досягалося імпульсно-позиційною модуляцією та мультиплексуванням із часовим поділом [87].

У 1969 р. американські фізики Роберт Алфано та Стенлі Шапіро, опромінюючи скляну пластину пікосекундними імпульсами зеленого лазерного випромінювання, отримали біле світло, яке згодом було названо суперконтинуумом [88]. Суперконтинуум може перекривати своїм спектром видимий діапазон і заходити у ближній ультрафіолетовий та ближній інфрачервоний діапазони. Від звичайного білого світла, сонячного чи лампи розжарювання, його відрізняє когерентність, характерна для лазерного випромінювання, а саме завдяки когерентності лазери здійснили справжню революцію у науці та техніці. Наступні дослідження показали, що генерація суперконтинууму може відбуватися у багатьох середовищах – кристалах, стеклах, рідинах та газах, а головною умовою є поява в цих середовищах нелінійно-оптичних ефектів, викликаних сильним електричним полем лазерного випромінювання, зазвичай ультракоротких лазерних імпульсів.

Хоча в експерименті Алфано та Шاپіро енергія окремих імпульсів становила 5 мДж, середня потужність в імпульсі сягала гігаватів і випромінювання з такою потужністю до того ж фокусувалося на поверхні матеріалу, створюючи в ньому імпульси сильного електричного поля.

З появою генераторів суперконтинууму – випромінювання у дуже широкому спектральному діапазоні, наприклад, видимому – вдалося створити найбільш точні вимірювачі частоти та часу.

Переваги надширокосмугового зв'язку. За пропозицією Федеральної комісії зв'язку США (2002 р.) НШС слід вважати сигнали, в яких відношення ширини смуги частот до центральної частоти становить 20 % або перевищує цей показник, тобто $\Delta\nu_s/\nu_s \geq 0,2$, або ж якщо $\Delta\nu_s \geq 500$ МГц.

Згідно з теоремою Шеннона–Хартлі пропускна здатність каналу зв'язку (у бітах за секунду) визначається співвідношенням

$$C = B \log_2 \left(1 + \frac{P_S}{P_N} \right),$$

де B – ширина смуги частот, які пропускає канал; P_S та P_N – середні потужності сигналу та шуму в цій смузі частот, причому шум вважається адитивним білим гауссівським, тобто шум на усіх частотах має однакову спектральну густину, його амплітуда має гауссів розподіл і складається з амплітудою сигналу.

Принципова відмінність між звичайним (вузькосмуговим) та НШС-радіозв'язком полягає у тому, що звичайний радіозв'язок використовує модуляцію синусоїдальної несучої за амплітудою, частотою або фазою, тоді як НШС-зв'язок – імпульсну модуляцію, за якої інформація кодується положенням, полярністю та амплітудою імпульсів.

Надширокосмуговий зв'язок має такі переваги над вузькосмуговим:

- немає синусоїдальної несучої, що значно зменшує спектральну потужність сигналу і робить його більш безпечним для людини;
- менше енергоспоживання;
- немає завмирання сигналу, коли внаслідок деструктивної інтерференції прямої хвилі та хвилі, відбитої від земної чи водної поверхні або заломленої у шарах повітря з вертикальним градієнтом температури, потужність сигналу спадає до нуля;

- наявність більш ефективних методів боротьби з багатоходовою інтерференцією, коли сигнал спотворюється внаслідок накладання хвиль, які надійшли до фотоприймача різними шляхами і мають неоднакову фазу і поляризацію;
- менший вплив паразитної інтерференції, оскільки ймовірність просторового накладання імпульсів завдовжки до 60 см (із шириною смуги понад 500 МГц) досить мала;
- можливість використання одного НШС-сигналу для одночасної роботи декількох каналів зв'язку;
- відсутність інтерференції НШС-сигналу з вузькосмуговими сигналами того ж частотного діапазону.

Якщо імпульс тривалістю від сотень пікосекунд до одиниць наносекунд має фронт приблизно 50 пс, то енергія імпульсу розподіляється у смугі частот до декількох гігагерців. Унаслідок низької спектральної потужності НШС-сигнал зазвичай перебуває нижче порогу виявлення вузькосмугового приймача і не створює завад (перехресної модуляції) у роботі вузькосмугової лінії зв'язку.

На невеликі відстані (до 10 м) НВЧ-сигнал з частотою до декількох гігагерців можна передати і коаксіальним, і волоконно-оптичним кабелем, але переваги останнього незаперечні: наприклад, на частоті 2 ГГц втрати коаксіального кабелю становлять 360 дБ/км, а волоконно-оптичного – 0,5 дБ/км; вага першого дорівнює 567 кг/км, а другого – 1,7 кг/км [89].

Сфери застосування НШС-сигналів. Надширокосмугові сигнали використовують у таких сферах [90; 91]:

- формування зображень (радары, здатні виявляти підземні об'єкти; датчики зображень, здатні «бачити» крізь стіну положення рухомих об'єктів, системи пошуку та спостереження, а також системи медичного призначення);
- сенсорні мережі;
- мобільна радіолокація (системи попередження зіткнень автомобілів та стеження за узбіччям дороги);
- зв'язок у складних умовах, наприклад, всередині будинків, де сигнали багаторазово відбиваються і проходять різний шлях;

- бездротове з'єднання пристроїв побутової електроніки та комп'ютерних периферійних пристроїв між собою та з Інтернетом;
- утаємничення каналу зв'язку.

Оптична передача НШС-сигналів. Частоти НШС-сигналів вже досягли декількох гігагерців і продовжують невпинно зростати, а з ними збільшуються втрати в електричних кабелях, які з'єднують, наприклад, антени радарів з віддаленими електронними системами. Вирішенням проблеми стає передавання НШС-сигналів волоконно-оптичними лініями зв'язку.

13.2. Суперконтинуум та його застосування

Суперконтинуум – це оптичне випромінювання, неперервний спектр якого перекриває видимий і частково ультрафіолетовий та інфрачервоний діапазони, причому це випромінювання зазвичай отримують унаслідок пропускання ультракоротких лазерних імпульсів через волокно зі структурою фотонного кристала чи звужене волокно. Генерація суперконтинууму спостерігалася також у кристалах, стеках, рідинах та газах, причому як для імпульсного, так і потужного неперервного випромінювання.

Розширення спектра випромінювання відбувається внаслідок нелінійних процесів, викликаних прикладанням до речовини сильного електричного поля світлової хвилі. Показник заломлення середовища стає залежним від інтенсивності світлової хвилі I :

$$n = n_0 + n_2 I,$$

де n_0 – показник заломлення середовища за малих інтенсивностей світлової хвилі; n_2 – коефіцієнт нелінійності показника заломлення.

Зміна інтенсивності випромінювання протягом імпульсу викличе на виході нелінійного середовища завтовшки L зростання частоти випромінювання від початкового значення ν_0 до $\nu_0 + \Delta\nu(t)$ [92]:

$$\Delta\nu(t) = -\frac{n_2 L \nu_0}{c} \frac{dI}{dt}. \quad (13.1)$$

Приклад 13.1. Лазерний імпульс тривалістю $\tau_p = 100$ фс сфокусували до інтенсивності $I_0 = 10^{14}$ Вт/см² в оптичному матеріалі завтовшки $L = 1$ мм, який має коефіцієнт нелінійності показника заломлення $n_2 = 10^{-16}$ см²/Вт. Як зміниться

довжина хвилі випромінювання протягом імпульсу, якщо початкова довжина $\lambda_0 = 400$ нм?

Виразимо у формулі (13.1) приріст частоти через приріст довжини хвилі випромінювання, скориставшись співвідношеннями $c = \lambda \nu$ та $\Delta \nu = -c \Delta \lambda / \lambda^2$:

$$\Delta \lambda(t) = \frac{n_2 L \lambda_0}{c} \frac{dI}{dt}.$$

За значення похідної у цій формулі візьмемо відношення $\Delta I / \Delta t \approx I_0 / \tau_p$. Тоді формула набуває вигляду

$$\Delta \lambda(t) = \frac{n_2 L I_0}{c \tau_p} \lambda_0. \quad (13.2)$$

Підставляючи числові значення параметрів у формулу (13.2), знайдемо

$$\Delta \lambda(t) = \frac{10^{-16} \cdot 0,2 \cdot 10^{14}}{3 \cdot 10^{10} \cdot 100 \cdot 10^{-15}} 800 \cdot 10^{-7} = 5,33 \cdot 10^{-5} \text{ см} = 533 \text{ нм}.$$

Генерація суперконтинууму відбувається завдяки таким нелінійним оптичним процесам:

- фазова самомодуляція;
- фазова крос-модуляція;
- вимушене комбінаційне розсіяння (ВКР);
- чотирехвильове змішування.

Фазова самомодуляція – це викликана оптичним ефектом Керра залежність фази імпульсу від його інтенсивності. Згадаймо, що оптичний ефект Керра – це зміна показника заломлення середовища під дією електричного поля світлової хвилі. Графічно коливання електричного поля в імпульсі світлової хвилі, яка поширюється у вакуумі, можна уявити як синусоїду, амплітуда якої розподілена у межах імпульсу за гауссовим законом, а просторовий період синусоїди (довжина хвилі) залишається незмінним. Якщо імпульс поширюється в середовищі, то внаслідок ефекта Керра вершині імпульсу, де більша амплітуда електричних коливань, відповідатиме більший приріст показника заломлення середовища, а отже, більша фазова затримка хвилі (рис. 13.1).

Фазова крос-модуляція – це вплив нелінійних ефектів, викликаних у середовищі одним коливанням, на фазу іншого коливання.

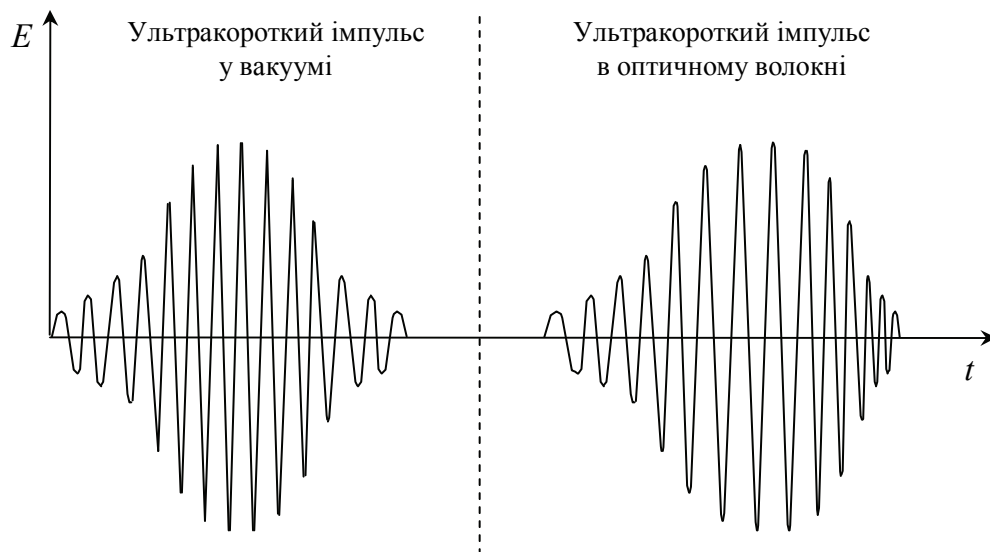


Рис. 13.1. Фазова само модуляція ультракороткого імпульсу в оптичному волокні (E – напруженість електричного поля світлової хвилі)

Вимушене комбінаційне розсіяння – це поява під дією потужного лазерного випромінювання компонент спрямованого розсіяного випромінювання, частоти яких відрізняються від частоти падаючого випромінювання на величину, кратну частоті внутрімолекулярних коливань. Унаслідок взаємодії падаючого та розсіяного випромінювання через середовище їх поширення вимушене розсіяне випромінювання підсилюється у середовищі і його інтенсивність може наближатися до інтенсивності падаючого випромінювання. У разі спонтанного комбінаційного розсіяння немає підсилення розсіяного випромінювання, тому інтенсивність розсіяного світла на багато порядків слабкіша.

Під час досліджень комбінаційного розсіяння світла у кварці, які провели у 1928 р. радянські фізики Леонід Мандельштам та Григорій Ландсберг, для запису спектра комбінаційного розсіяння потрібна була експозиція фотопластинки тривалістю 15 год. Хоча ці досліді були проведені фактично одночасно і навіть на декілька днів раніше, ніж спостереження аналогічного розсіяння у рідині індійським фізиком Чандрасекхарою Раманом, публікація індійських вчених випередила публікацію радянських майже на три місяці, і, як результат, Нобелівська премія з фізики за 1930 р. була присуджена Раману і комбінаційне розсіяння стали називати раманівським. Раманівська спектроскопія стала ефективним методом аналізу хімічних сполук та властивостей окремих молекул.

Чотирихвильове змішування виникає у разі взаємодії у середовищі двох попутних хвиль із частотами f_1 та f_2 ($f_1 < f_2$), унаслідок чого

з'являються ще дві додаткові попутні хвилі з частотами $2f_1 - f_2$ та $2f_2 - f_1$, які підсилюються за рахунок основних хвиль.

Усі ці нелінійні явища є паразитними для волоконно-оптичних ліній зв'язку, але саме завдяки ним стає можливою генерація суперконтинууму.

Джерело білого світла на основі суперконтинууму має декілька цінних властивостей, а саме:

- високу просторову когерентність, що дозволяє ефективно фокусувати та колімувати випромінювання, а також вводити в оптичне волокно;
- високу фазову когерентність;
- на п'ять порядків вищу яскравість, ніж лампа розжарювання.

Пояснімо, що розуміємо під фазовою когерентністю. Якщо випромінювання двох ультракоротких лазерних імпульсів сфокусувати у близько розміщених точках тонкої скляної чи кристалічної пластини, то з іншого боку пластини вийдуть два пучки білого світла, які в області їх перекриття на екрані утворять інтерференційну картину (рис. 13.2). Оскільки імпульси з лазера виходять у різні моменти часу, а для інтерференції імпульси білого світла мають генеруватися одночасно, за допомогою інтерферометра Майкельсона роблять затримку одного з імпульсів, так щоб цей імпульс на виході з одного плеча інтерферометра збігся у часі з наступним імпульсом на виході з іншого плеча. Звернімо увагу на важливий момент: явища інтерференції, які розглядалися нами раніше, спостерігалися за накладання на екрані половинок того самого пучка; у цьому випадку світлові пучки генеровані різними ділянками матеріалу під дією різних імпульсів лазера із синхронізацією мод [92].

Розгляньмо деякі застосування суперконтинууму [88].

Метрологія. Спектр випромінювання імпульсного лазера складається з набору вузьких еквідистантних максимумів, які є модами резонатора (рис. 13.3). Спектр своїм виглядом нагадує гребінку, тому його називають частотною гребінкою (англ. *frequency comb*). Для лазерів ширина частотної гребінки $\Delta\nu$ невелика, але вона суттєво збільшується в генераторах суперконтинууму.

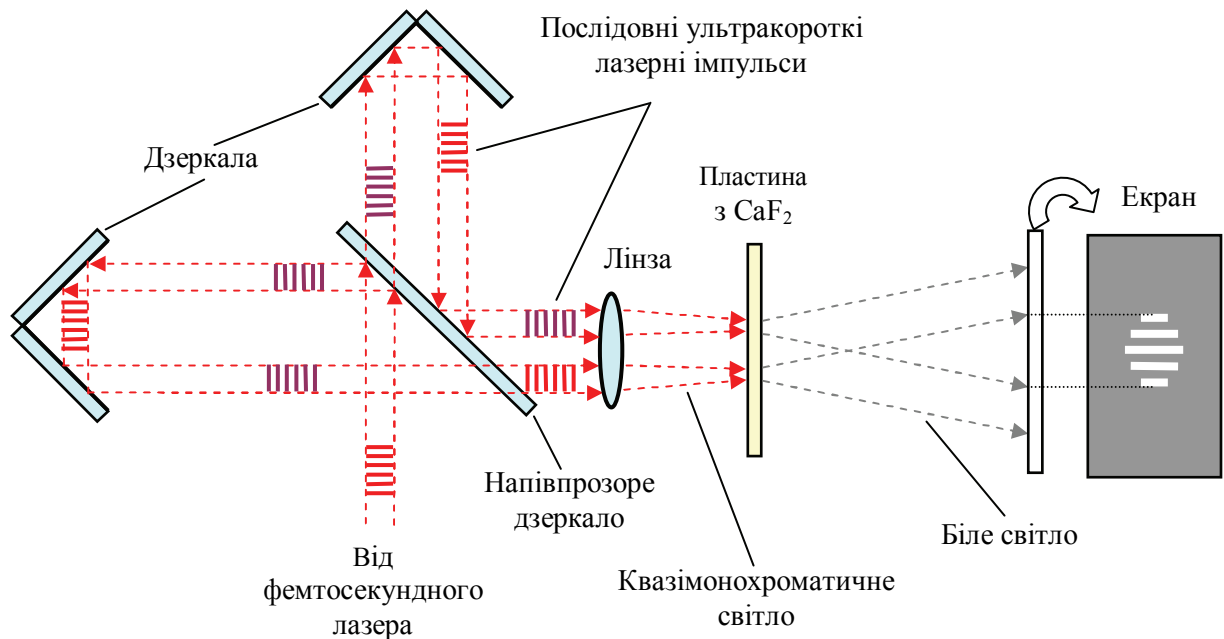


Рис. 13.2. Схема дослідження інтерференції випромінювання двох різних імпульсів суперконтинууму (показаних різними кольорами), що свідчить про фазову когерентність цих імпульсів

Групі американських фізиків на чолі з Джоном Холлом та групі німецьких фізиків на чолі з Теодором Хеншем у 2000 р. на основі такої розширеної частотної гребінки вдалося розробити настільки точний метод вимірювання частоти, що він відкриває можливості покращити на три порядки точність атомного годинника (цезієвого стандарту частоти), детальніше дослідити надтонку структуру атомних спектрів, а також перевірити сталість фундаментальних сталих. У 2005 р. Холл та Хенш отримали за ці дослідження Нобелівську премію з фізики («за розроблення прецизійної лазерної спектроскопії, включаючи метод гребінки оптичних частот»). Метод ґрунтується на самоопорності (англ. *self-referencing*), за якої створюються умови для інтерференції короткохвильового кінця гребінки частот з довгохвильовим, що досягається подвоєнням частоти останнього (спектр частотної гребінки

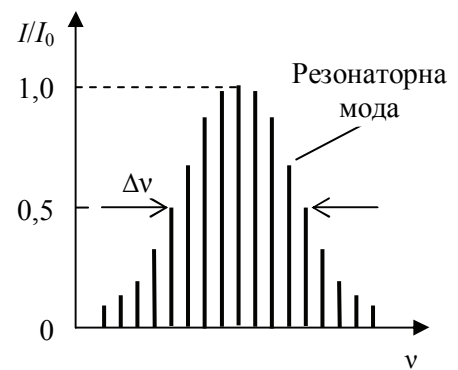


Рис. 13.3. Частотна гребінка, утворена послідовністю лазерних імпульсів

охоплює одну октаву, тобто найвища частота спектра удвічі більша за найнижчу).

Для того, щоб зрозуміти, які можливості відкриває вимірювання частоти з точністю 10^{-18} , до якої наближається цей метод, наведемо декілька прикладів. Надточне вимірювання частоти дозволить:

- точніше визначати місцезнаходження за допомогою *GPS* (англ. *global positioning system* – Глобальна система позиціонування), що особливо важливо для навігації та налаштування великих решіток радіотелескопів;
- провести експерименти з перевірки спеціальної теорії відносності та основних фізичних принципів, зокрема, чи ізотропним є простір, чи симетричні матерія та антиматерія, чи справді сталими є фундаментальні сталі природи;
- синхронізувати роботу оптичного комп'ютера.

Зв'язок. Використання суперконтинууму в лініях зв'язку дозволить принаймні у тисячу разів збільшити швидкість передавання інформації, яка, наприклад, для зв'язку між містами на 2006 р. становила приблизно 10 Гбіт/с [88]. Можливі два методи реалізації такого збільшення: щільне мультиплексування з розмежуванням за довжинами хвиль (англ. *dense wavelength division multiplexing, DWDM*) та мультиплексування з розмежуванням у часі (*time-division multiplexing, TDM*).

Перший метод передбачає, що інформаційні потоки передаються одночасно на множині різних довжин хвиль. Якщо порівняти, наприклад, 100 каналів, у кожному з яких стоїть свій лазер, і 100 каналів з єдиним суперконтинуумом, то в останньому варіанті всі канали будуть когерентними, що розширює можливості керування ними.

Другий метод ґрунтується на послідовностях ультракоротких імпульсів суперконтинууму, кожна з яких є інформаційним каналом, причому імпульси різних каналів чергуються. Для реалізації цього методу тривалість окремих імпульсів має бути меншою за 100 фс.

У 2012 р. швидкість передавання інформації сягнула декількох терабітів за секунду.

Контроль атмосферного повітря. Сильне електричне поле ультракоротких імпульсів іонізує атмосферне повітря і створює в ньому

хвилевідний канал, в якому підтримується рівновага між розбіжністю та самофокусуванням випромінювання (іонізоване повітря має вищий показник заломлення, ніж неіонізоване). Після проходження у повітрі шляху понад 20 м вузькосмугове випромінювання лазерних ультракоротких імпульсів перетворюється частково на суперконтинуум. Наявні у повітрі газу та аерозолі поглинають випромінювання з характерними для них довжинами хвиль, що дозволяє одночасно контролювати склад атмосфери у видимому, ближньому ультрафіолетовому та ближньому інфрачервоному діапазонах.

Оптична когерентна томографія. Якщо випромінювання з малою довжиною когерентності розбити на два пучки, один з яких спрямувати всередину біологічної тканини, а інший зробити опорним, то у разі змішування предметного пучка, розсіяного на неоднорідностях біотканини, з опорним пучком, інтерференція спостерігатиметься тільки для тієї частини випромінювання предметного пучка, для якої оптичний шлях до певного шару біотканини виявиться приблизно рівним шляху опорного пучка. Переміщуючи у поперечному напрямку предметний пучок, можна отримати двовимірне зображення певного шару біотканини.

Важливою характеристикою оптичної когерентної томографії є осьова роздільна здатність – товщина шару матеріалу, який утворює зображення. Чим ширший спектр зондувального випромінювання, тим менша ця товщина і, відповідно, вища роздільна здатність. Використання генераторів суперконтинууму на основі мікроструктурованих волокон дозволило досягти осової роздільної здатності 0,5 мкм й отримати зображення клітин карциноми – злоякісної пухлини, яка розвивається з клітин епітеліальних тканин різних органів [88].

Аналого-цифрове перетворення. У підрозд. 12.5 було розглянуто можливість розширення частотного діапазону АЦП за рахунок перетворення аналогового електричного сигналу в оптичні імпульси, амплітуда яких пропорційна дискретним значенням (вибіркам) аналогового сигналу і наступного порівняння амплітуд цих імпульсів з амплітудою опорного імпульсу для формування на виході компараторів цифрового коду. Проблема недостатньої швидкодії електронних АЦП можна вирішити й іншим способом, розтягнувши, наприклад, сигнал

у часі в декілька разів, тим самим зменшивши у стільки ж разів частоти усіх гармонічних складових сигналу, зокрема максимальну частоту сигналу f_{max} і потрібну для його дискретизації частоту вибірки $2f_{max}$ [93]. Візуально це виглядає таким чином, ніби людина, спостерігаючи сигнал на екрані осцилографа, переключилася на менший період розгортки електронного променя; тоді сигналограма розтяглася б уздовж горизонтальної осі, яка в осцилографі є аналогом осі часу.

Реалізація часового розтягування сигналу відбувається у чотири етапи, проілюстровані рис. 13.4:

1) генерація імпульсу випромінювання, довжина хвилі якого залежить від часу (перетворення часу в довжину хвилі); імпульс білого світла з шириною спектра $\Delta\lambda_p$ і тривалістю τ_p після проходження волокна I завдовжки L збільшує свою тривалість унаслідок матеріальної дисперсії (залежності показника заломлення серцевини n від довжини хвилі λ) на величину

$$\Delta\tau_p = \frac{\lambda L}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \Delta\lambda_p;$$

у вакуумі імпульс білого світла можна уявити як накладені один на одний червоний, зелений та синій імпульси; в оптичному матеріалі ці імпульси розходяться у просторі та часі, так що на виході з матеріалу спочатку спостерігається червоний імпульс, потім зелений, а за ним синій. Через це протягом імпульсу змінюється не тільки миттєва потужність $P(t)$, але й довжина хвилі випромінювання $\lambda(t)$; останнє рівнозначне перетворенню часу в довжину хвилі;

2) модуляція оптичного імпульсу за амплітудою вхідним електричним НВЧ-сигналом, який підлягає розтягуванню у часі;

3) розтягування у часі оптичного імпульсу за рахунок матеріальної дисперсії волокна 2 (перетворення довжини хвилі в час);

4) перетворення розтягнутого оптичного імпульсу у вихідний НВЧ електричний сигнал, в якому періоди гармонічних складових у декілька разів довші, ніж у вхідному електричному сигналі.

Оптичне розтягування електричних НВЧ-сигналів у часі дозволяє створити АЦП, які мають за роздільної здатності 8 біт частоту дискретизації понад 40 ГГц.

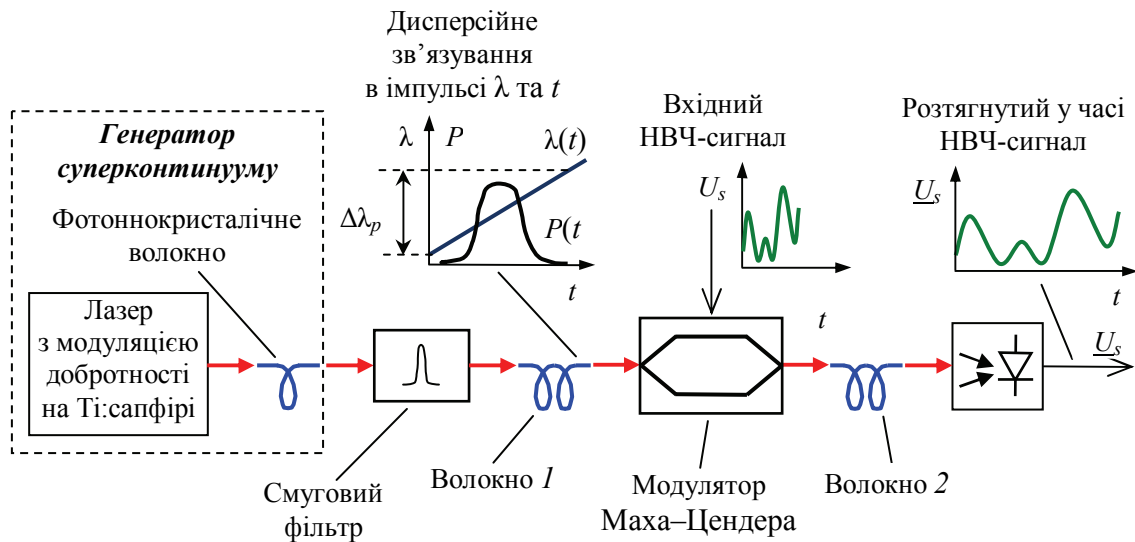


Рис. 13.4. Схема розтягування у часі НВЧ-сигналу, яке дозволяє у декілька разів зменшити тактову частоту АЦП, необхідну для перетворення

13.3. Оптична генерація ультракоротких імпульсів довільної форми

Ще одним напрямом НШС-фотоніки є генерація ультракоротких імпульсів довільної форми як в оптичному діапазоні, так і в діапазоні НВЧ. Запропоновано декілька методів генерації таких імпульсів, які ґрунтуються на просторово-часовому та частотно-часовому перетвореннях, а також на перетворенні фазової модуляції в модуляцію за інтенсивністю [23; 94; 95]. Розгляньмо деякі сфери застосування таких генераторів, а також принципи їх побудови.

Системи зв'язку з паралельним доступом, побудовані на використанні користувачами різних спектральних кодів. У таких системах немає поділу частотного діапазону на піддіапазони або на час його використання; усім користувачам виділяється весь діапазон і весь час. Така технологія зв'язку відома як *CDMA* (англ. *code division multiple access* – множинний доступ із кодовим розділенням), її широко використовують у мережах стільникового мобільного зв'язку. Для ідентифікації приймачем широкосмугових сигналів з кодо-імпульсною модуляцією використовують спеціальні коди. Така технологія зв'язку не має строгого обмеження на кількість каналів, як у технологіях з розділенням за частотами або часом, що дозволяє рівномірно заповнити весь частотний діапазон шумоподібним сигналом і без знання коду

певного каналу доступ до нього виявляється закритим. Волоконно-оптичні лінії зв'язку з фемтосекундною *CDMA* значно розширяють інформаційну ємність каналів зв'язку.

Нелінійна оптика. Формування фемтосекундних імпульсів прямокутної форми використовують в експериментах зі створення повністю оптичних перемикачів на основі нелінійних волоконних розгалужувачів. Фемтосекундні імпульси спеціальної форми застосовують у дослідженні солітонів, поширюваних у волокнах. Варіацією форми ультракороткого імпульсу можна збільшити ефективність нелінійного процесу і, наприклад, забезпечити високу яскравість зображення біологічного об'єкта за меншої інтенсивності лазерного опромінення.

Компенсація дисперсії. Формування імпульсу потрібної форми дозволяє компенсувати дисперсію у волокні та зменшити викривлення форми імпульсу у процесі поширення вздовж волокна.

Перетворення ультракоротких імпульсів. Якщо здійснити за допомогою дифракційних ґрат та лінзи фур'є-перетворення ультракороткого оптичного імпульсу (часо-просторове перетворення), то щілина змінної ширини, розміщена у задній фокальній площині лінзи, виконує функції регульованого смугового оптичного фільтра.

Просторово-часове перетворення фемтосекундного імпульсу є ефективним методом генерації пакетів оптичних даних у волоконно-оптичних лініях зв'язку з високою швидкістю передавання інформації. На рис. 13.5 показано схему формувача пакета імпульсів, утворених з одного вхідного імпульсу [95]. Розгляньмо його принцип дії. Дифракційний оптичний елемент (ДОЕ) розділяє вхідний оптичний імпульс на декілька однакових імпульсів, які поширюються вздовж променів плоского розбіжного пучка. Прикладом ДОЕ є насадка на лазерну указку, яка формує або множину світних точок, або якесь просте зображення з цих точок. Деякі промені можна перекрити просторовим фільтром у вигляді маски із прозорими та непрозорими ділянками. Після відбиття від дифракційних ґрат промені стають паралельними, але довжина променів і, відповідно, шлях від ДОЕ до волокна для оптичних імпульсів виявляються різними, що викличе появу на виході волокна послідовності з такої кількості імпульсів, скільки прозорих ділянок було у масці.

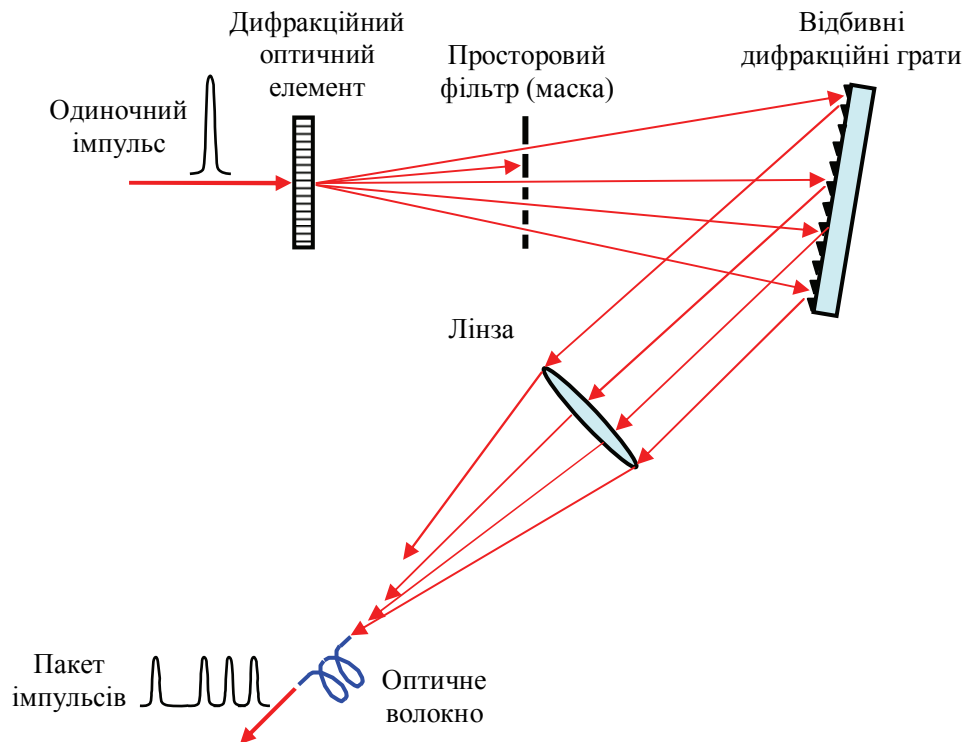


Рис. 13.5. Схема просторово-часового перетворювача, який з одного імпульсу формує кодовий пакет імпульсів

Формування ультракоротких оптичних імпульсів. На рис. 13.6 зображено схему формувача фемтосекундних оптичних імпульсів.

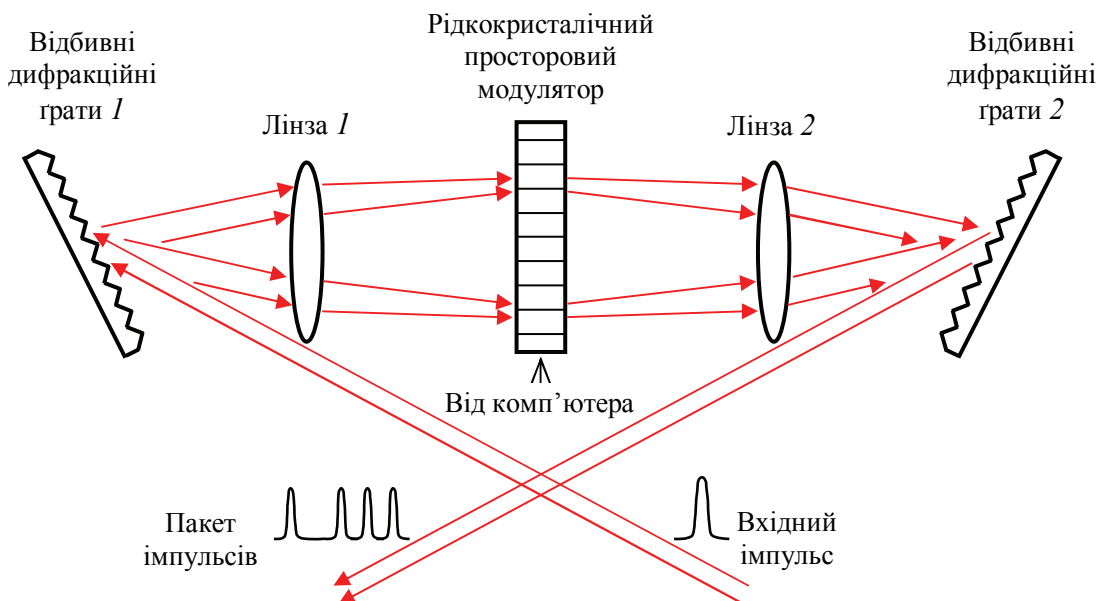


Рис. 13.6. Схема керованого формувача фемтосекундних оптичних імпульсів, побудованого на основі перетворень Фур'є та просторової фільтрації

Формування імпульсів відбувається у такий спосіб.

Ультракороткий вхідний імпульс колімованого випромінювання розкладається відбивними дифракційними ґратами 1 на частотні компоненти, які падають на лінзу 1 під різними кутами і збираються у задній фокальній площині лінзи в невеликі світлові плями, вишикувані в лінійку. Таким чином лінза 1 здійснює пряме перетворення Фур'є від диспергованого ґратами 1 ультракороткого імпульсу. У задній фокальній площині лінзи 1 (площині просторових частот) розміщують просторовий фільтр – рідкокристалічний просторовий модулятор світла, який за допомогою комп'ютера може змінювати амплітудне та фазове пропускання кожного елемента (пікселя) просторового модулятора, відфільтровуючи з фур'є-образу імпульсу небажані просторові частотні компоненти. Лінза 2 здійснює над відфільтрованим фур'є-образом зворотне перетворення Фур'є, і дифракційні ґрати 2 збирають просторові частотні компоненти у вихідний імпульс колімованого випромінювання, у декілька разів коротший за вхідний, або у певну послідовність таких імпульсів.

13.4. Генерація оптичного шуму та його використання в радарях

У радарях зазвичай використовують імпульсні сигнали спеціальної форми (радіоімпульси) та когерентне детектування, яке потребує інформації про властивості каналу зв'язку. Окрім сигналу носієм інформації в радарі може бути і шум. Для генерації оптичного шуму можна використати підсилене спонтанне випромінювання, яке виникає:

- у волоконно-оптичному ербієвому підсилювачі;
- унаслідок вимушеного розсіяння Мандельштама–Бріллюена (ВРМБ) у волокні, в якому поширюється інтенсивне лазерне випромінювання [96].

Вимушене розсіяння Мандельштама–Бріллюена спостерігається, коли, наприклад, в оптичному середовищі поширюються у зустрічних напрямках інтенсивний пучок накачки і більш слабкий пучок, які разом утворюють біжучу світлову хвилю. Змінне електричне поле цієї хвилі внаслідок електрострикції викликає появу біжучої акустичної

хвилі, на якій інтенсивний лазерний пучок розсіюється у зворотному напрямку, причому внаслідок ефекту Доплера частота розсіяного випромінювання збігається з частотою слабкої хвилі й зворотний пучок стає сильнішим. Інтерференція більш сильних пучків збільшує електричне поле біжучої світлової хвилі, а отже, зростає інтенсивність акустичної хвилі й, відповідно, розсіяння на ній пучка накачки, що викликає подальше підсилення зустрічного слабого пучка. Нагадаймо, що *електрострикція* – це зменшення об'єму діелектрика в електричному полі, пропорційне квадрату його напруженості.

Центральна частота випромінювання, розсіяного внаслідок ВРМБ, менша за частоту накачки приблизно на 70 ГГц. Ширина спектра розсіяного випромінювання за постійної накачки не перевищує 190 МГц, що замало для генератора НШС-випромінювання. Використання як джерел накачки лазерних діодів із внутрішньою модуляцією випромінювання дозволило збільшити ширину спектра ВРМБ до декількох гігагерців [96].

Структурну схему НШС шумового радара показано на рис. 13.7. Спонтанне випромінювання генератора оптичного шуму зміщується за допомогою об'єднувача з випромінюванням лазерного гетеродина, частота якого зсунута відносно центральної частоти спонтанного випромінювання (оптичного шуму) на декілька гігагерців. Сумарне випромінювання ділиться волоконним розгалужувачем на дві половини – одна половина потрапляє на широкосмуговий фотодіод, розміщений на приймально-передавальній станції, а інша передається волоконно-оптичним кабелем на такий самий фотодіод, розміщений у віддаленому антенному вузлі. На виходах фотодіодів виникає електричний шум, спектральні компоненти якого є різницевиими частотами між відповідними спектральними компонентами оптичного шуму та частотою лазерного гетеродина. Так спектр шуму зміщується з оптичного діапазону в НВЧ-діапазон.

Електричний шум, утворений фотодіодом антенного вузла, підсилюється, пропускається через смуговий фільтр і подається на передавальну антену. Копія такого електричного шуму, утворена фотодіодом приймально-передавальної станції, запам'ятовується як опорний шум.

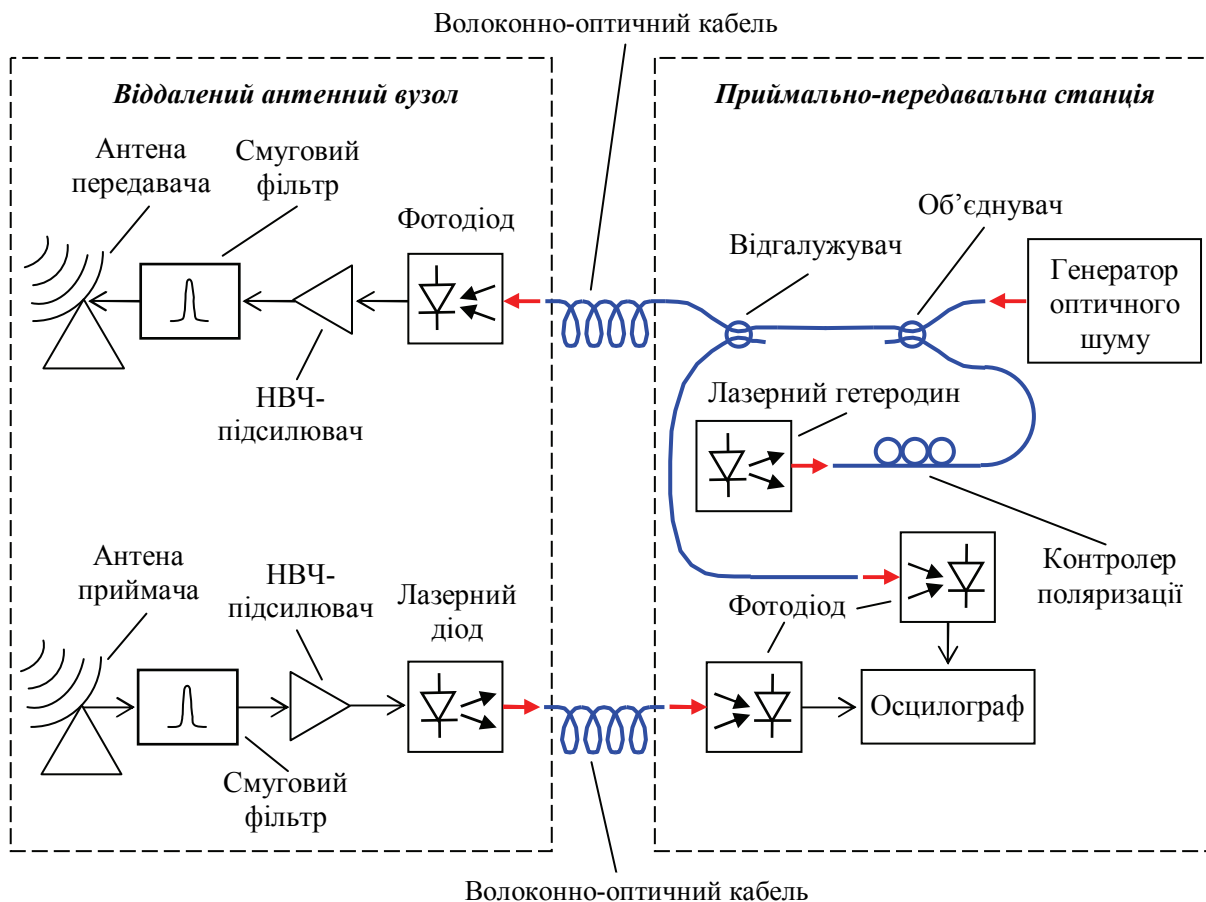


Рис. 13.7. Спрощена структурна схема НШС шумового радара, побудованого на основі оптоелектронної та НВЧ-технологій

Передавальна антена випромінює у бік цілі електромагнітний шум – множину електромагнітних хвиль з різними частотами та довільними фазами. Відбиті від цілі хвилі перетворюються приймальною антеною в електричний шум, який підсилюється і подається на лазерний діод. Лазерний діод перетворює електричний шум в оптичний, що дозволяє передати його по волоконно-оптичному кабелю до віддаленої приймально-передавальної станції, де він фотодіодом знову перетворюється в електричний шум. Методом цифрового оброблення сигналів прийнятий шум порівнюється з опорним, а за інтервалом між кореляційними піками, спостережуваними на екрані осцилографа, визначається відстань до цілі [96].

Структурну схему генератора оптичного шуму, в якому підсилене спонтанне випромінювання виникає внаслідок ВРМБ, зображено на рис. 13.8. Розгляньмо принцип дії такого генератора.

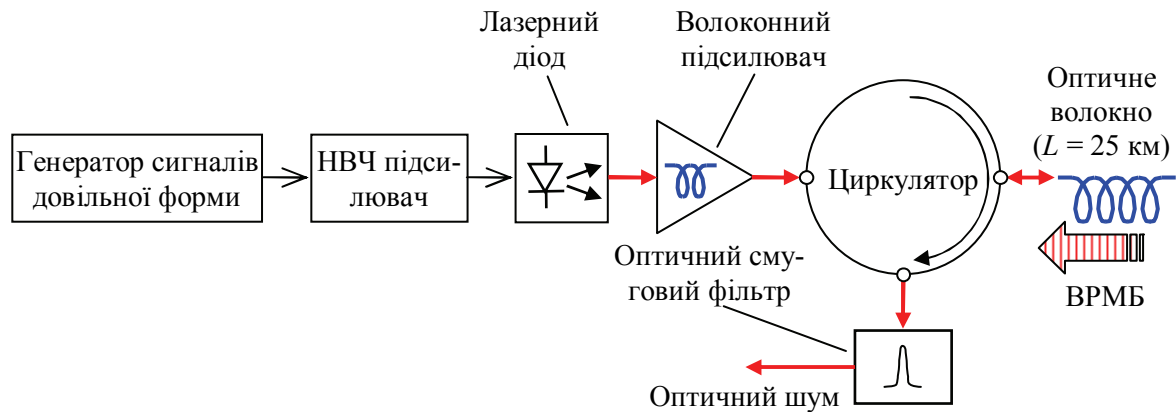


Рис. 13.8. Структурна схема генератора оптичного шуму, побудованого на вимушеному розсіянні Мандельштама-Бріллюєна в оптичному волокні

Випромінювання лазерного діода модулюється НВЧ-сигналом, який надходить з генератора сигналів довільної форми, підсилюється НВЧ-підсилювачем і керує струмом інжекції діода. Модуляція струму інжекції лазерного діода значно розширює спектр його випромінювання. В ербієвому волоконно-оптичному підсилювачі збільшується інтенсивність випромінювання, яке після проходження оптичного циркулятора використовується для накачки довгого (до 25 км) волоконно-оптичного кабелю. Унаслідок ВРМБ у кабелі генерується підсилене спонтанне випромінювання, спрямоване назустріч випромінюванню накачки. Спонтанне випромінювання циркулятором відводиться у смуговий фільтр, який задає необхідну смугу частот оптичного шуму [96].

Перевагами такого шумового радара є складність перехоплення радіолокаційного випромінювання та створення електромагнітних перешкод для його приймання та спостереження за ціллю.

Одним з елементів волоконно-оптичної лінії зв'язку є оптичний циркулятор, який дозволяє вести по одному волокну двостороннє передавання інформації (рис. 13.8). Принцип дії оптичного циркулятора нагадує двері, які обертаються в одному напрямку і розділяють вхідний та вихідний потоки людей. У циркуляторі це виглядає так: сигнал, який входить у порт 1, виходить з порту 2, а сигнал, який входить у порт 2, виходить через порт 3.

До появи оптичних циркуляторів двостороннє передавання інформації по одному волокну реалізовували за допомогою оптичних

ізоляторів та розгалужувачів, але для такого методу характерні у декілька разів вищі втрати сигналу.

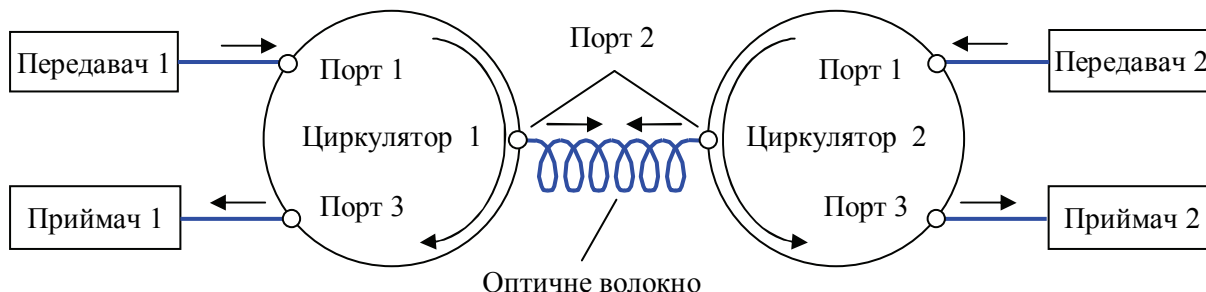


Рис. 13.9. Використання оптичних циркуляторів для двосторонньої передачі інформації по одному волокну

У схемі шумового радара одразу за лазерним гетеродином розміщений контролер поляризації. Такі контролери використовують також у волоконно-оптичних лініях зв'язку та датчиках, де важливо підтримувати певний стан поляризації. Контролер поляризації складається з трьох поворотних хвильових пластин, розміщених на одній осі – двох чвертьхвильових пластин і розміщеної між ними півхвильової пластини. Будь-яка вхідна поляризація перетворюється контролером у будь-яку задану поляризацію. Контролер розміщують між вихідним та вхідним портами волоконного кабелю. Вихідний порт містить лінзу для колімації випромінювання, яке входить у контролер, а вихідний – лінзу для фокусування випромінювання з перетвореною поляризацією на торці волокна.

Контрольні запитання і задачі

1. Який зв'язок називають надширокопasmовим?
2. Які переваги має НШС-зв'язок порівняно з вузькопasmовим?
3. Поясніть, що таке суперконтинуум.
4. Завдяки яким процесам можлива генерація суперконтинууму?
5. Де застосовують НШС-зв'язок?
6. Що таке фазова самомодуляція та крос-модуляція?
7. За яких умов спостерігається ВКР світла?
8. Поясніть природу чотирихвильового змішування.
9. Назвіть сфери застосування суперконтинууму.

10. Як можна використати частотну гребінку для вимірювання надвисоких частот?
11. Поясніть, як можна розтягнути НВЧ-сигнал у часі.
12. Як можна перетворити ультракороткий оптичний імпульс на кодову комбінацію ультракоротких імпульсів?
13. Чим відрізняється дифракційний оптичний елемент від дифракційних ґрат?
14. Поясніть принцип просторово-часового перетворення.
15. Намалюйте схему частотно-часового перетворення.
16. Поясніть принцип дії НШС шумового радара.
17. Які переваги НШС шумовий радар має над вузькосмуговим радаром?

Глава 14

НАНОФОТОНІКА

На атомному рівні ми маємо нові типи сил, нові можливості, нові ефекти... Закони фізики, на мій погляд, нічого не мають проти можливості маневрувати речами атом за атомом.

Річард Фейнман, американський фізик

14.1. Дослідження явищ субмікронного світу

Історичні відомості. Із законів електролізу, сформульованих у 1836 р. Майклом Фарадеєм, стало зрозуміло, що молекули є носіями електричного заряду. Джеймс Максвелл написав у 1873 р. у «Трактаті з електрики та магнетизму», що електричний струм утворюється незарядженими частинками, а заряд – це надлишок цих частинок. У 1878 р. нідерландський фізик Хендрик Лоренц у статті «Про співвідношення між швидкістю поширення світла та густиною і складом середовища» пов'язав теорію електромагнітного поля Максвела зі структурою речовини. Цей рік вважають роком народження класичної теорії електронів, хоча електрон був відкритий англійським фізиком Джозефом Томсоном у 1897 р. (Нобелівська премія з фізики 1906 р.).

До відкриття електрона Х. Лоренц уявляв структуру речовини у вигляді електрично заряджених частинок протилежного знака, які, з одного боку, могли коливатися в полі електромагнітної хвилі як гармонічні осцилятори, а з другого боку, у разі гальмування чи прискорення самі ставати джерелами електромагнітних хвиль. Описання Томсоном властивостей електрона дозволило Лоренцу уточнити свою електронну теорію [97]: за допомогою осциляторної моделі йому вдалося пояснити розщеплення спектральних ліній атомів у магнітному полі – ефект, який відкрив у 1896 р. Пітер Зеєман. Обидва фізики отримали у 1902 р. Нобелівську премію «за видатні заслуги в дослідженнях впливу магнетизму на випромінювальні явища». Лоренц проклав місток між електромагнітними мікроскопічними полями, створюваними окремими електронами середовища, та макроскопічними полями рівнянь Максвела.

У 1902 р. американський фізик-експериментатор Роберт Вуд, освітивши поляризованим світлом дзеркало з нанесеними на його металічну поверхню дифракційними ґратами, помітив, що у відбитому світлі на дифракційну картину наклалися система світлих та темних смуг незрозумілого походження. Пояснити причину появи таких смуг вдалося у 1968 р. німецькому фізику Андреасу Отто – Вуд спостерігав поверхневий плазмовий резонанс [98].

У 1904 р. англійський вчений та громадський діяч Максвел Гарнет пояснив роль металічних частинок, менших за 100 нм, у забарвленні стекол [99]. Так, у славнозвісному кубку Лікурга, виготовленому в Александрії (Єгипет) у IV ст. н. е., скло з домішкою частинок золота та срібла змінює колір із зеленого на червоне за зміни напрямку освітлення. Подібне скло використано у вітражах паризького собору Нотр-Дам. Теорію розсіяння світла на частинках створив у 1908 р. Густав Мі [100].

Існування квазічастинок, які виникають внаслідок сильної взаємодії електромагнітного поля із квантами коливань твердого тіла, теоретично обґрунтували радянський фізик Кирило Толпиго у 1950 р. [101] та китайський фізик Хуанг Кун у 1951 р. [102]. Так було закладено підвалини нової науки – плазмоніки. Плазмони – це кванти коливання щільності електронів в іонізованому газі, металі або напівпровіднику (тобто в електронному газі або плазмі), причому ці періодичні коливання створені електричним полем електромагнітної хвилі.

Термін «фотоніка» є синонімом терміна «оптоелектроніка», його стали активно вживати з 80-х років ХХ ст., коли набули поширення лазери, особливо лазерні діоди, волоконно-оптичні лінії зв'язку, лазерні вимірювальні системи, оптичні процесори зображень та оптична пам'ять. Нанопотоніка вивчає явища генерації, підсилення та перетворення оптичного випромінювання в середовищі об'ємом менше 1 мкм³, де фізичні процеси протікають зовсім не так, як в мікро- та макросвіті, оскільки на частинки починають діяти закони квантової механіки. Одним із перших, хто зрозумів значення нанотехнологій для науково-технічного прогресу, був відомий американський фізик Річард Фейнман, один із творців квантової електродинаміки (Нобелівська премія з фізики 1965 р.). У лекції «Там багато місця внизу», прочитаній у 1959 р. в Каліфорнійському технологічному інституті перед Американським фізичним товариством, Фейнман показав, які перспективи відкриває для людства освоєння наносвіту [103]:

- запис інформації на рівні атомів, наприклад, запис одного біта інформації у кубі з 5³ атомів дозволить розмістити у брошурі з 35 сторінок усю інформацію, яку людство надрукувало в усіх книжках (звичайно, постане питання, як цю інформацію зчитати);
- виготовлення наномашин відкриє у медицині шлях до операцій та маніпуляцій всередині судин та органів;
- маніпулювання атомами створить умови для формування нових молекул і синтезу речовин із заданими властивостями;
- зменшення діаметра провідників у комп'ютері до десятків атомів уможливить створення невеликих комп'ютерів, які навіть матимуть можливість розпізнавати обличчя, як це робить мозок людини.

У 1986 р. вийшла друком книга «Машини творіння» американського фізика Еріка Дрекслера, в якій з'явилися терміни «нанотехнології» та «нанороботи» і в популярній формі було викладено обнадійливі для людини можливості медичних

нанороботів та сумні для людства перспективи неконтрольованого розмноження самоповторюваних нанороботів («сірого слизу») [104].

Першим наноелектронним приладом можна вважати тунельний діод, створений у 1957 р. японським дослідником Лео Есакі. Уперше в електронному приладі було продемонстровано квантово-механічний ефект тунелювання електронів (через сильнолегований p - n -перехід завширшки приблизно 10 нм), який приводив до утворення на вольт-амперній характеристиці ділянки з негативним диференціальним опором. Така характеристика уможливлювала виконання діодом функції генератора або підсилювача коливань, перетворювача частоти або детектора.

У 1967 р. радянський фізик Віктор Веселаго теоретично обґрунтував можливість створення матеріалів з негативними значеннями діелектричної та магнітної проникності – метаматеріалів [105]. Закони відбиття та заломлення світла для таких матеріалів стають іншими і в них з'являються незвичні оптичні ефекти, які можна використати для створення нових нанофотонних приладів (оптичних антен, сенсорів, нанолазерів тощо).

У 2004 р. фізики Манчестерського університету (США) Андрій Гейм та Костянтин Новосьолов відкрили графен – моноатомний шар вуглецю з елементарною коміркою у вигляді правильного шестикутника з атомами вуглецю, розміщеними на вершинах (Нобелівська премія з фізики 2010 р.). Незвичні властивості цього матеріалу – нульова ефективна маса носіїв заряду, нульова ширина забороненої зони, швидкість світла, рівна $c/300$, та деякі інші – намагаються використати в наноелектроніці (наприклад, американська фірма *IBM* продемонструвала роботу польового транзистора на графені з граничною частотою 100 ГГц).

Мезоскопічна фізика. Так називають розділ фізики, яка займає проміжне положення між атомною фізикою, в якій закони квантової механіки визначають взаємодію та рух невеликої кількості частинок (елементарних частинок, атомів та молекул), та фізикою мікрооб'єму речовини, в якому частинок вже так багато, що їх розглядають не окремо, а в сукупності, і для них середні значення квантово-механічних величин (швидкостей, імпульсів, прискорень та сил) пов'язані класичними ньютонівськими співвідношеннями. Нагадаймо, що останнє твердження є теоремою П. Еренфеста про середні значення (див. підрозд. 5.1 [3]). Без такого усереднення неможливий перехід від властивостей частинок до властивостей, наприклад, кристалів.

Мезоскопічна фізика досліджує об'єми речовини, в яких міститься від декількох десятків до декількох тисяч атомів. Коли десятки атомів або молекул об'єднуються у кластер, цей кластер набуває властивостей об'ємного матеріалу. За такої кількості атомів або молекул важко

простежити взаємодію частинок між собою та з фізичними полями, щоб прослідкувати рух цих частинок, зокрема, до стану рівноваги. Проблема у тому, що для трьох і більше частинок, які взаємодіють між собою, немає загального розв'язку рівняння руху.

Окрема молекула (або атом) є носієм лише незначної кількості властивостей, притаманних об'ємній речовині, в якій таких молекул дуже багато. Згадаймо про сталу Авогадро $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹, яка дозволяє оцінити кількість молекул у будь-якому однорідному тілі з відомою масою. Наприклад, 1 мкм³ кристала NaCl містить приблизно 10^{10} іонів, які стають вільними носіями заряду у розплаві солі або водному розчині.

Електронна теорія Лоренца. Лоренцу вдалося виразити оптичні властивості речовини через параметри осцилятора – електрона з зарядом e та масою m_e , який розгойдується, ніби підвішений на пружині, під дією локального електричного поля E_{loc} . Рівняння руху такого гармонічного осцилятора можна записати як [106]

$$m_e \ddot{x} + b\dot{x} + Kx = eE_{loc}, \quad (14.1)$$

де x – величина зміщення електрона зі стану рівноваги, викликаного силою Лоренца eE_{loc} та протидією цій силі з боку сили інерції $m_e \ddot{x}$, демпфірувальної сили $b\dot{x}$ та пружної сили Kx ; b – коефіцієнт демпфірування, тобто протидії коливальному процесу, $b = m_e \gamma$, де γ – стала загасання; K – жорсткість «пружини» – внутрікристалічного електричного поля вільних електронів та майже нерухомих іонів, $K = m_e \omega_0^2$, де ω_0 – власна частота коливань осцилятора, тобто електрона. З урахуванням виразів для коефіцієнтів диференціальне рівняння (14.1) можна записати як

$$\ddot{x} + \gamma\dot{x} + \omega_0^2 x = \frac{e}{m_e} E_{loc}. \quad (14.2)$$

Розв'язок рівняння (14.2) складається з компоненти, яка швидко зникає внаслідок демпфірування, і компоненти, яка коливається з частотою коливань електричного поля E_{loc} . Коливальна компонента має вигляд

$$x = \frac{(e/m_e) E_{loc}}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}.$$

Електрон, який коливається під дією електричного поля світлової хвилі, можна розглядати як гармонічний осцилятор з електричним дипольним моментом $\mathbf{p} = e\mathbf{x}$. Якщо в одиничному об'ємі міститься N_0 електронів-осциляторів, то їх сумарний дипольний момент – це поляризація середовища

$$\mathbf{P} = N_0 e \mathbf{x} = \frac{\varepsilon_0 \omega_p^2 \mathbf{E}}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}, \quad (14.3)$$

де ω_p – частота плазмових коливань,

$$\omega_p = \left(\frac{e^2 N_0}{\varepsilon_0 m_e} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (14.4)$$

Зауважмо, що електричне поле \mathbf{E} у формулі (14.3) – це векторна сума локальних полів.

Існує декілька видів поляризації середовищ в електричному полі:

- електронна (зміщення електронів відносно атомних ядер);
- атомна (зміщення атомів у молекулі один відносно одного);
- іонна (зміна відстані між позитивно та негативно зарядженими іонами в іонному кристалі);
- молекулярна (поворот на невеликий кут полярних молекул у твердих дипольних діелектриках).

Розглядатимемо лише електронну поляризацію, оскільки тільки електрони можуть коливатися з частотами випромінювання ближнього інфрачервоного, видимого та ближнього ультрафіолетового діапазонів (10^{14} – 10^{15} Гц). Електронну поляризацію можна подати як

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E} = \varepsilon_0 (\hat{\varepsilon} - 1) \mathbf{E}, \quad (14.5)$$

де χ – електронна поляризованість (діелектрична сприйнятливість) середовища (зміщення електронів відносно атомного ядра, яке викликає появу електричного дипольного моменту \mathbf{p}); $\hat{\varepsilon}$ – комплексна діелектрична функція (відносна діелектрична проникність) матеріалу. Із формул (14.3) та (14.5) знайдемо

$$\hat{\varepsilon} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_0^2 + i\gamma\omega}. \quad (14.6)$$

Діелектрична функція містить дійсну (ϵ_{rl}) та уявну (ϵ_{im}) компоненти, тобто $\hat{\epsilon} = \epsilon_{rl} - i\epsilon_{im}$. Дійсна частина діелектричної функції

$$\epsilon_{rl} = 1 - \frac{\omega_p^2 (\omega^2 - \omega_0^2)}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \gamma^2 \omega^2}, \quad (14.7)$$

а уявна –

$$\epsilon_{im} = \frac{\gamma \omega \omega_p^2}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \gamma^2 \omega^2}. \quad (14.8)$$

Комплексний показник заломлення можна відповідно подати як $\hat{n} = n - i\kappa$, де дійсний показник заломлення

$$n = \left(\frac{\sqrt{\epsilon_{rl}^2 + \epsilon_{im}^2} + \epsilon_{rl}}{2} \right)^{\frac{1}{2}},$$

а показник (не коефіцієнт!) поглинання –

$$\kappa = \left(\frac{\sqrt{\epsilon_{rl}^2 + \epsilon_{im}^2} - \epsilon_{rl}}{2} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Коефіцієнт поглинання α , який стоїть в експоненціальній функції спадання інтенсивності випромінювання з відстанню, пов'язаний з показником поглинання співвідношенням $\alpha = 2\kappa\omega/c$.

Показник заломлення металу можна описати наближеною формулою

$$n^2 = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2,$$

з якої видно, що для частот $\omega \gg \omega_p$, наприклад рентгенівського діапазону, випромінювання проходить крізь метал, майже не заломлюючись ($n \approx 1$), а для видимого та інфрачервоного діапазонів метал непрозорий.

Формула Лоренца–Лоренца. Італійський математик, фізик та астроном Оттавіано Москотті, досліджуючи у 1840-х роках вплив стаціонарного електричного поля на ізотропні діелектрики, знайшов зв'язок

статичної діелектричної проникності середовища ε з концентрацією N та поляризовністю α_e частинок середовища. У 1879 р., вивчаючи поляризацію діелектричного середовища з позицій термодинаміки, один з її творців німецький фізик Рудольф Клаузіус, який увів у науку поняття ентропії, прийшов до аналогічного співвідношення, яке увійшло в історію як формула Клаузіуса–Моссотті:

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{4\pi}{3} N \alpha_e. \quad (14.9)$$

Датський фізик Людвіг Лоренц (дат. *Lorenz*) та нідерландський фізик Хендрик Лоренц (нідерл. *Lorentz*, інколи пишуть «Лорентц») у 1880 р. незалежно один від одного дослідили реакцію діелектричного середовища на електричне поле світлової хвилі й вивели формулу, яка виражає показник заломлення середовища n через електронну поляризованість частинок α_e , з яких воно складається (атомів, іонів, молекул):

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi}{3} N \alpha_e, \quad (14.10)$$

де N – кількість частинок в одиниці об'єму.

Зауважмо, що формули (14.9) та (14.10) подані у традиційному вигляді, у часто вживаній ще гауссовій системі СГС, де поляризованість має розмірність об'єму і пропорційна кубу радіуса атома r^3 , що спонукало деяких фізиків називати її об'ємною поляризованістю. У СІ формулу (14.10) можна записати у вигляді

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{N\chi}{3\varepsilon_0}, \quad (14.11)$$

де електронна поляризованість χ має розмірність Кл·м²/В.

Оскільки N можна виразити через молекулярну масу M , густину ρ речовини та сталу Авогадро N_A , формулу (14.11) запишемо як

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{N_A \rho \chi}{3\varepsilon_0 M}. \quad (14.12)$$

Нехтуючи загасанням коливань в електронній моделі гармонічного осцилятора (14.2), знайдемо вираз для електронної поляризованості частинки:

$$\chi = \frac{e^2}{m_e} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad (14.13)$$

підставляючи який у формулу (14.12), отримаємо дисперсійну формулу (у СІ):

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{N_A \rho e^2}{3 \varepsilon_0 M m_e} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (14.14)$$

Дисперсійна формула (14.14) дозволяє оцінити, як показник заломлення матеріалу залежить від частоти випромінювання.

Модель Друде руху електронів у металі. У 1900 р. німецький фізик Пауль Друде запропонував просту модель руху електронів у металі під дією електричного поля. Модель ґрунтувалася на таких припущеннях:

- електрони – це маленькі кульки, які рухаються згідно з законами Ньютона, не взаємодіючи ні між собою, ні з іонами кристалічної решітки до зіткнення, і єдиною силою, яка на них діє, є сила прикладеного електричного поля (сила Лоренца);
- зіткнення електрона з іоном відбувається з інтервалом τ , який називають часом вільного пробігу електрона;
- швидкість електрона після зіткнення визначається тільки температурою металу, а напрямок руху є випадковим.

Для питомої електропровідності металу σ Друде вивів формулу

$$\sigma = \frac{N_e e^2 \tau}{m_e^*}, \quad (14.15)$$

де N_e – концентрація вільних електронів; m_e^* – ефективна маса електронів. Формула (14.15) виявилася придатною не лише для металів, а й для напівпровідників.

У 1927 р. Арнольд Зоммерфельд удосконалив формулу Друде, узгодивши її із законами квантової механіки – принципом заборони Паулі та статистикою Фермі–Дірака (див. підрозд. 5.1 [3]).

Тунельний ефект. Явище просочування електронів через потенціальний бар'єр подібне до того, як у фантастичних фільмах показують проходження людини через стінку. З позицій класичної механіки електрон не може пройти крізь стінку-бар'єр; він може бути лише

перекинутий через таку перепону, ніби м'ячик, але для цього йому треба передати відповідну кількість енергії. Згідно із квантовою механікою частинка не має траєкторії, а є лише ймовірність знайти частинку в певній точці простору, тобто є ймовірність знайти частинку і перед потенціальним бар'єром, і за бар'єром. Тунельний ефект спостерігається:

- за спонтанного випромінювання альфа-частинок (ядер атома гелію) ядрами важких атомів;
- під час авто- та фотоелектронної емісії, як це показав Леонід Келдиш [107];
- у разі долання електронами вузької забороненої зони на межі поділу двох вироджених напівпровідників, що дозволило Лео Есакі створити тунельний діод;
- протікання струму через тонкий шар діелектрика, розміщеного між надпровідниками – ефект, відкритий англійським фізиком Брайаном Джозефсоном і використаний у надчутливих магнітометрах.

У 1973 р. ці вчені отримали Нобелівську премію – Л. Есакі «за експериментальні відкриття тунельних явищ у напівпровідниках та надпровідниках» (разом із норвезько-шведським фізиком Айваром Джайєвером), а Б. Джозефсон – «за теоретичне передбачення властивостей струму, що протікає через тунельний бар'єр».

Еванесцентна хвиля. Еванесцентна хвиля з'являється в оптичних хвилеводах та призмах як явище порушення повного внутрішнього відбиття і тунелювання електромагнітного поля в область, заборонену з погляду геометричної оптики. Еванесцентна хвиля (англ. *evanescent* – швидко зникаюча) прив'язана до поверхні й дістала таку назву завдяки експоненціальному спаду її електричного поля у напрямку, перпендикулярному до поверхні. Еванесцентна хвиля є стоячою хвилею, тому що утворена полем електричних диполів молекул, які вишиковувалися у стаціонарну періодичну структуру полем світлової стоячої хвилі.

Світлова стояча хвиля виникає внаслідок накладання падаючої та відбитої хвиль і її просторовий період Λ визначається кутом падіння світла θ на поверхню повного внутрішнього відбиття: $\Lambda = \lambda / 2n \sin \theta$, де λ – довжина хвилі світла у вакуумі; n – показник заломлення скла або іншого оптичного матеріалу, в якому відбувається

відбиття. Електричне поле цієї хвилі поляризує молекули скла й утворюються молекулярні електричні диполі, які орієнтуються дипольними моментами паралельно поверхні скла і кожен із них має у перпендикулярному напрямку поле

$$E_p = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{p}{x^3},$$

де ϵ – діелектрична проникність скла.

Якщо випромінювання падає на менш щільне середовище під кутом повного внутрішнього відбиття θ_0 (або більшим за нього), то у напрямку x , перпендикулярному до межі, еванесцентне поле спадає експоненціально [108]:

$$E_x = E_0 \exp\left(-\frac{x}{d}\right),$$

де d – глибина проникнення еванесцентного поля із середовища з показником заломлення n_1 у менш щільне середовище з показником заломлення n_2 :

$$d = \frac{\lambda}{2\pi(n_1^2 \sin^2 \theta_0 - n_2^2)^{1/2}}, \quad \theta_0 = \arcsin \frac{n_2}{n_1}.$$

Уздовж поверхні амплітуда цього поля синусоїдально змінюється з просторовим періодом Λ (рис. 14.1). Зауважмо, що Р. Фейнман показав, що електричне поле над поверхнею однорідної сітки із заряджених дрітенок також спадає експоненціально з відстанню від сітки [109].

Еванесцентне хвиля має досить незвичні властивості:

- стаціонарність, тобто хвиля є стоячою й електромагнітну енергію не переносить (вектор Пойнтінга дорівнює нулю);
- прив'язка до поверхні повного внутрішнього відбиття й експоненціальний спад електричного поля у напрямку від поверхні, так що на відстані більше $\lambda/2$ поля майже немає;
- близькість еванесцентного поля до поверхні сприяє відображенню у ньому фізичних властивостей поверхні з деталізацією на рівні атомів;
- наявність на поверхні повного внутрішнього відбиття мікронерівностей або неоднорідностей може перетворити еванесцентну хвилю у хвилю поширення [110];

– розміщення в еванесцентному полі призми або оптичного хвилеводу викликає порушення повного внутрішнього відбиття і виникнення в них хвиль поширення.

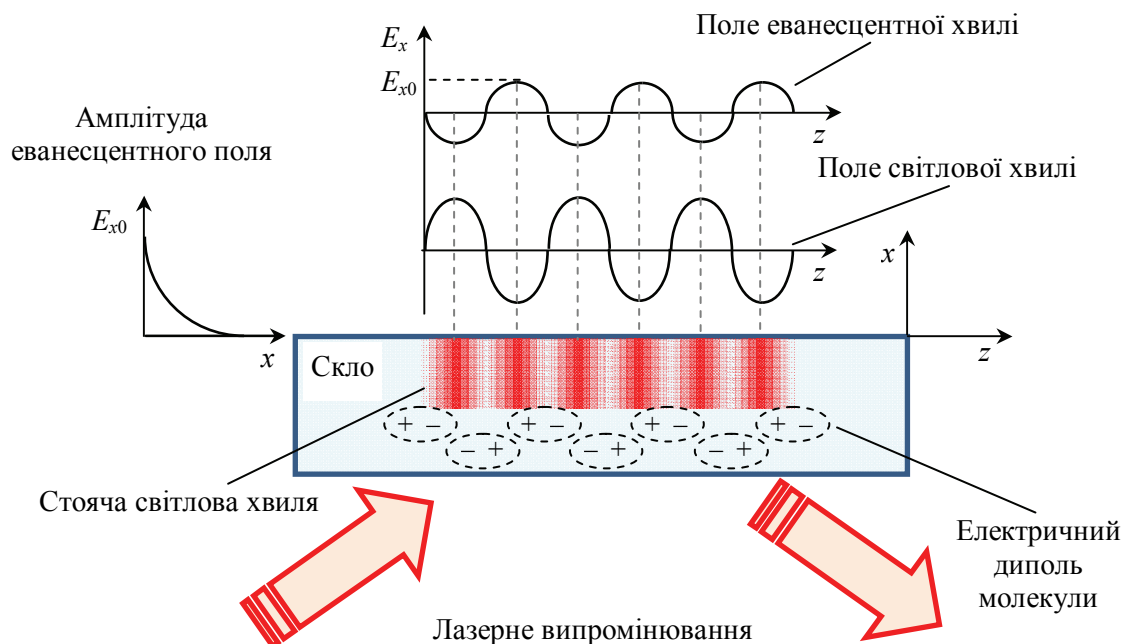


Рис. 14.1. Утворення еванесцентної хвилі електричними диполями молекул скла, вишикуваними полем стоячої хвилі за повного внутрішнього відбиття світла

14.2. Плазмоніка

Плазмони. Вільні електрони у речовині часто називають електронним газом або плазмою. Уперше наявність колективних коливань електронів спостерігали в іонізованому газі, а згодом їх виявили в металах та напівпровідниках.

Детально дослідив та описав такі коливання у 1926–1929 рр. американський фізик та хімік Ірвінг Ленгмюр і їх почали називати ленгмюрівськими. За аналогією з плазмою крові, яка є субстратом і носієм клітин крові та мікробів, однорідна частина газового розряду є середовищем, яке переносить електрони, випущені з термоелектронного катода, а також молекули та іони домішок, що наштотхнуло Ленгмюра назвати це середовище плазмою. У статті, написаній у 1929 р. спільно з колегою по роботі в дослідницькій лабораторії компанії «General Electric» – фізиком Леві Тонксом, з'являється формула для розрахунку частоти плазмових коливань, яка підтверджується експериментально [111]. Багато винаходів Ленгмюра сприяли розвитку електроніки та електротехніки, серед них ртутний високовакуумний насос, завдяки якому стало можливим виробництво електронних

ламп, пропозиція заповнювати електричні лампи аргоном, яка підвищила їх світловіддачу, атомно-водневе зварювання, яке дозволило отримувати міцні герметичні шви, розроблена (разом з ученицею Кетрін Блоджет) технологія нанесення моно- та мультимолекулярних плівок, яку використовують в мікро- та наноелектронних приладах, біомембранах, а також для просвітлювання оптичних елементів. У 1932 р. Ленгмюр отримав Нобелівську премію з хімії «за відкриття і дослідження в області хімії поверхневих явищ».

Об'ємні плазмові коливання перешкоджають поширенню через іоносферу радіохвиль з частотами, меншими від ω_{pl} (радіохвилі з частотою $\omega_p/2\pi < 10$ МГц відбиваються від іоносфери, що іноді використовують для наддалекого зв'язку в метровому діапазоні радіохвиль). Оптичне випромінювання з частотою $\omega < \omega_p$ відбивається від металу, а з частотою $\omega > \omega_p$ частково проходить крізь метал. Для металу ω_p лежить в ультрафіолетовому діапазоні спектра, для легованого напівпровідника – в інфрачервоному.

Якщо розглядати систему з електронів та іонів як квантово-механічний осцилятор (див. підрозд. 12.6 [3]), то такий осцилятор повинен мати дискретні енергетичні рівні, енергія яких кратна $\hbar\omega_p$, і на частотах, кратних ω_p , осцилятор може поглинати енергію. Таке резонансне поглинання спостерігали у 1936 р. під час бомбардування електронами тонкої металічної фольги (за певних енергій електронів поглинання різко зростало).

Колективні коливання вільних електронів подібно до електромагнітних та акустичних коливань можна квантувати, приписуючи кванту енергію $\hbar\omega_p$ (або $\hbar\nu_p$). *Плазмон* – це квазічастинка, яка є квантом коливання густини плазми в іонізованому газі, металі або напівпровіднику [112]. Для збудження плазмонів використовують пучки електронів з енергією понад 1 кеВ або оптичне випромінювання. Плазмони мають енергію у межах 5–15 еВ, що для більшості металів відповідає частотам ближнього інфрачервоного діапазону.

Поверхневий плазмовий резонанс (англ. *surface plasmon resonance, SPR*) спостерігають за освітлення металічних плівок, зазвичай золотих або срібних, нанесених на діелектрик (скло). Колективні коливання електронів біля поверхні металу, викликані відбиттям видимого або інфрачервоного випромінювання, породжують поверхневі плазмони, які рухаються під поверхнею металу і нерозривно пов'язані

з квантами електромагнітного поля, що синхронно поширюються над поверхнею металу, у діелектрику, утворюючи разом квазічастинку, яку назвали поляритоном (рис. 14.2).

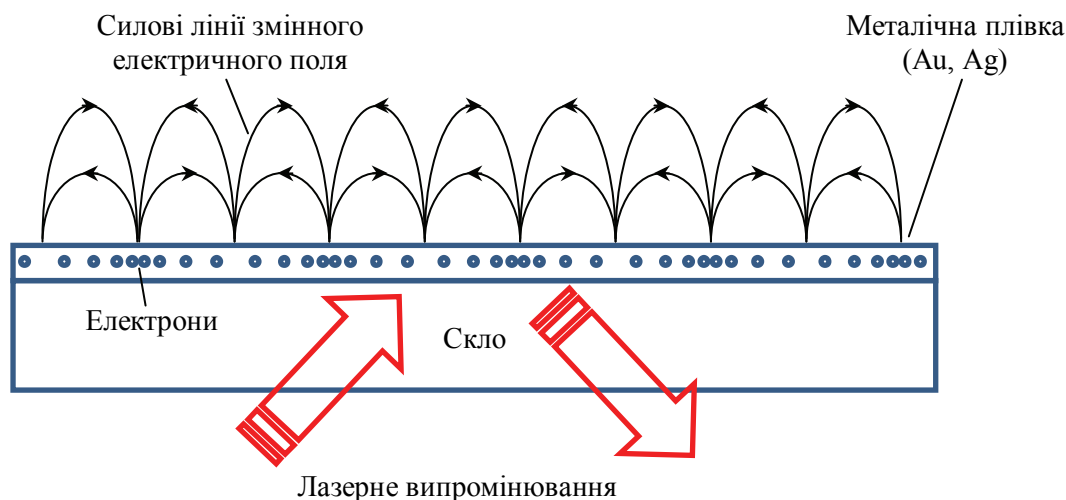


Рис. 14.2. Поверхневий плазмовий резонанс: збуджені у металі лазерним випромінюванням коливання концентрації електронів створюють поверхневу електромагнітну хвилю

Поверхневий плазмовий резонанс дуже чутливий до стану поверхні металевої плівки, що дозволяє використовувати цей ефект у різного роду сенсорах.

У 1957 р. вийшла стаття американського фізика Руфуса Річі, в якій було теоретично досліджено проходження електронного пучка крізь тонку металеву фольгу і передбачено існування поверхневих плазмонів, збудження яких мало супроводжуватися втратами енергії електронів [99]. Це підтвердили експериментально у 1959 р. австралійські фізики Цедрік Пауел та Джон Свен [100].

Збудження поверхневого плазмона можливе у разі досягнення фазового синхронізму між фотоном та плазмоном, тобто за рівності їхніх хвильових векторів. Цієї умови не можна досягти освітленням поверхні об'ємного шматка металу, оскільки хвильовий вектор плазмона k_p буде завжди більший за хвильовий вектор фотона k , тому що

$$k_p = k \sqrt{\frac{\epsilon_{d1} \hat{\epsilon}}{\epsilon_{d1} + \hat{\epsilon}}},$$

де ϵ_{d1} – діелектрична проникність діелектрика, з яким межує метал, наприклад повітря з $\epsilon_{d1} = 1$.

світлового променя на гіпотенузну грань, може зрівнятися із хвильовим вектором поверхневого плазмона. Електричне поле світлової хвилі проникає у метал на десятки нанометрів (на глибину скін-шару). Збудження поверхневих плазмонних поляритонів відбувається за кута падіння $\theta_{spp} = 44,85^\circ$ і проявляється у зменшенні коефіцієнта відбиття гіпотенузової грані у десятки разів.

Схема Отто збудження поляритонів (рис. 14.4, б) не така популярна, як схема Кречмана, і її використовують переважно для дослідження якості поверхні. Збудження поверхневих плазмонів відбувається завдяки оптичному тунельному ефекту.

Якщо освітлювати мікрооб'єкти з великою числовою апертурою та імерсією вузьким позаосьовим пучком білого світла, то для багатьох променів у пучку на межі скла з металом спостерігатиметься повне внутрішнє відбиття світла (рис. 14.4, г). Фазовий синхронізм, потрібний для збудження поверхневих плазмонних поляритонів, досягається на межі «метал-повітря» за кута падіння випромінювання

$$\theta_{SPP} = \arcsin\left(\frac{k_p}{nk}\right), \quad (14.16)$$

де n – показник заломлення скла; k – хвильове число збуджувального випромінювання, $k = 2\pi/\lambda$ (λ – довжина хвилі випромінювання у повітрі). Поляритонне випромінювання у вигляді слабкого розсіяного світла потрапляє в мікрооб'єкти, на виході якого спостерігають різнокольоровий спектр, за яким можна оцінити довжину поширення поляритонів [113].

Збудження поверхневих плазмонних поляритонів можливе і за допомогою ближнього поля, яке утворюється поблизу торця загостреного оптичного волокна, по якому пропускають лазерне випромінювання (рис. 14.4, в). Така схема створює умови для фазового синхронізму фотонів та плазмонів і точкового збудження плазмонів, оскільки частково задовольняється умова (14.16) і світлова пляма на поверхні металу має приблизно такі ж розміри, як і вихідна апертура волокна, тобто десятки нанометрів. Розсіяне поляритонне випромінювання реєструють з боку скляної підкладки, причому і для цієї схеми залишається справедливою формула (14.8).

У разі збудження поляритонів за допомогою дифракційних ґрат (діелектричних або металевих), нанесених на металеву плівку (рис. 14.4, *д*), умовою фазового синхронізму є

$$k_p = k \sin \theta \pm \frac{2m\pi}{d},$$

де m – натуральне число; d – період ґрат. Цікаво, що шорстка поверхня металевої плівки також викликає дифракцію випромінювання і здатна збуджувати поверхневі плазмони, причому це оборотний процес: поверхневі плазмони здатні генерувати когерентне випромінювання, яке поширюється в дальню зону.

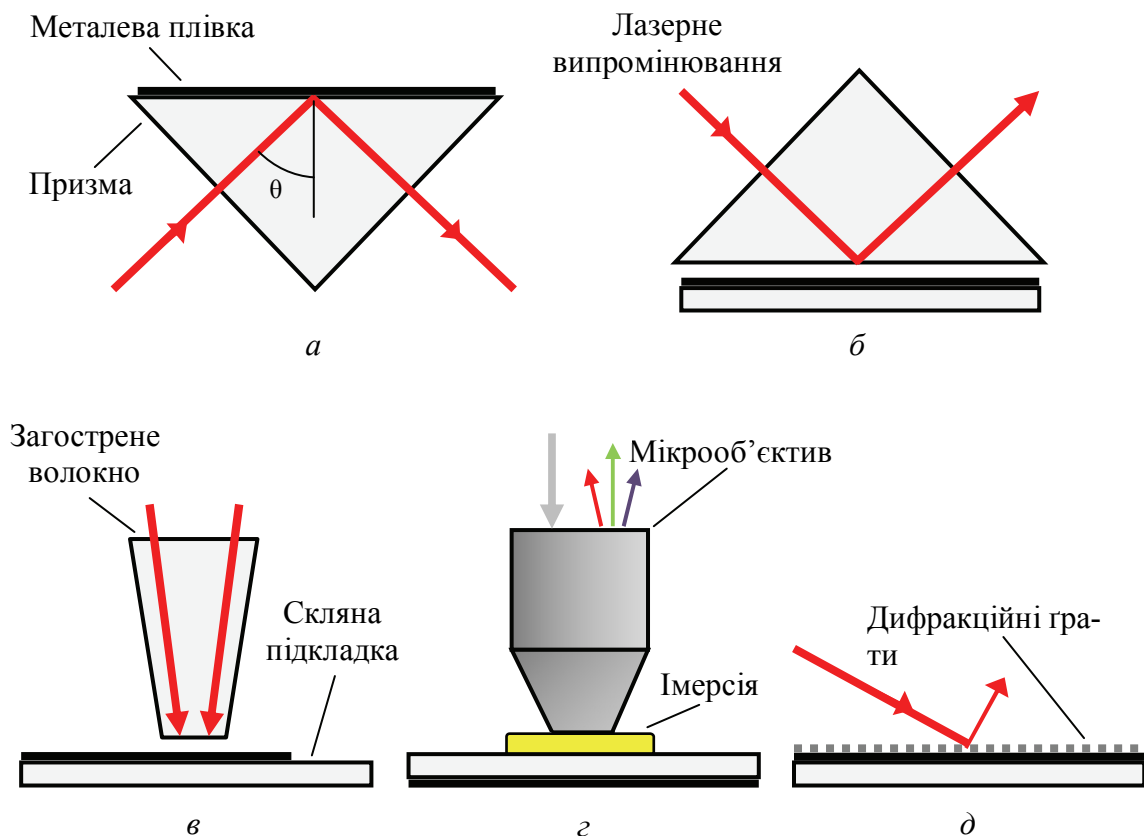


Рис. 14.4. Методи збудження поверхневих плазмонних поляритонів: призмний Кречмана (*а*), призмний Отто (*б*), загостреним оптичним волокном (*в*), мікрооб'єктивом з великою числовою апертурою (*г*) та дифракційними ґратами (*д*)

Поверхневі та об'ємні поляритони. Поляритон – це квазі-частинка, яка складається з кванта електромагнітного поля, нерозривно зв'язаного з квазічастинкою твердого тіла. Зазвичай поляритони

розглядають як кванти коливань електромагнітного поля, збудженого поверхневими плазмонами на поверхні металу. Але виявляється, що в деяких матеріалах можуть збуджуватись як поверхневі, так і об'ємні поляритони [114; 115]. Розрізняють три основних типи поляритонів:

- фононні поляритони, які є результатом сильної взаємодії квантів електромагнітного поля (фотонів) із квантами коливань кристалічної решітки (фононами); об'ємні фононні поляритони спостерігають у напівпровідниках, поверхневі – у полярних діелектриках;
- екситонні поляритони, об'ємні та поверхневі, виникають у напівпровідниках унаслідок взаємодії фотонів зі зв'язаними попарно електронами та дірками (екситонами);
- плазмонні поляритони є результатом взаємодії фотонів із квантами коливань концентрації електронів (плазмонами); об'ємні плазмонні поляритони спостерігають у напівпровідниках, поверхневі – у металах.

Поляритони подібно до атомів здатні утворювати конденсат Бозе–Ейнштейна, тобто збиратися в найнижчому енергетичному стані, коли квантові властивості проявляються на макрорівні. Якщо атоми утворюють конденсат майже за абсолютного нуля (10^{-7} К), то поляритони можуть конденсуватися навіть за кімнатної температури. Цікаво, що поляритонний конденсат Бозе–Ейнштейна випромінює когерентне випромінювання, причому цей лазерний ефект не потребує інверсії населеностей та підсилення. Ефект спостерігається в оптичному резонаторі, заповненому напівпровідником із квантовими ямами, за оптичної або інжекційної накачки. У деяких лазерних діодах на квантових ямах поляритонна лазерна генерація виникала за струмів накачки, значно менших за поріг звичайної лазерної генерації. Це уможливило створення повноцінного лазера на екситонних поляритонах, а з часом і на інших типах поляритонів [116].

Приклад 14.1. Знайти товщину шару арсеніду галію $d_{0,1}$, в якому інтенсивність випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 0,65$ мкм спадає внаслідок поглинання до рівня $m = 0,1$ від вхідної інтенсивності I_0 . Скористатися у розрахунку наближеною формулою $\alpha(\lambda) = \alpha_0 \left(hc/\lambda E_g - 1 \right)^{1/2}$, вважаючи, що за температури $T = 300$ К арсенід галію має ширину забороненої зони $E_g = 1,42$ еВ й коефіцієнт поглинання $\alpha_0 = 5,3 \cdot 10^4$ см $^{-1}$.

Згідно із законом Бугера–Ламберта–Бера на шляху d у речовині з коефіцієнтом поглинання α інтенсивність випромінювання I_0 спадає до рівня $m = I(d)/I_0 = \exp(-\alpha d)$. Логарифмуючи це співвідношення і підставляючи в нього $\alpha(\lambda)$, маємо

$$d_m = -\ln m \left[\alpha_0 \left(\frac{hc}{\lambda E_g} - 1 \right)^{1/2} \right]^{-1}. \quad (14.17)$$

Виразимо ширину забороненої зони GaAs у джоулях, скориставшись тим, що $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$, $E_g = 2,27 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$; врахуємо також, що $\alpha_0 = 5,3 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$. Для зазначених в умові даних знайдемо з формули (14.17)

$$d_{0,1} = -\ln 0,1 \left[5,3 \cdot 10^6 \left(6,63 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^9 / 0,65 \cdot 10^{-6} \cdot 2,27 \cdot 10^{-19} - 1 \right)^{1/2} \right]^{-1} = \\ = 1,23 \cdot 10^{-7} = 123 \text{ нм}.$$

14.3. Наночастинки та їх властивості

Квантово-розмірні ефекти в наночастинках. Наночастинка може налічувати від 10 до 10^5 атомів і мати розмір у межах $1\text{--}100 \text{ нм}$. Незвичайні властивості наночастинок викликані просторовим обмеженням руху носіїв заряду всередині наночастинок, за якого проявляються квантові ефекти, зокрема, відбувається квантування енергії носіїв заряду. У підрозд. 16.11 [3] було описано аналог наночастинки – напівпровідникову квантову точку і зазначалося, що за певних розмірів квантова точка стає дуже схожою за властивостями на атом водню. Боровський радіус атома водню

$$a_0 = \hbar^2 \varepsilon_0 / e^2 m_e, \quad (14.18)$$

де \hbar – модифікована стала Планка ($\hbar = h/2\pi$); ε_0 – електрична стала; e та m_e – заряд та маса спокою електрона. Для атома водню боровський радіус $a_0 = 0,053 \text{ нм}$.

Відомо, що у напівпровіднику маса електрона (як міра інертності частинки) залежить від величини та періодичного характеру внутрішнього електричного поля. Електрон у кристалі розглядається як квазічастинка з ефективною масою m_e^* , яка може бути як більшою за m_e (у кремнію за температури $T = 300 \text{ К}$ $m_e^* = 1,09 m_e$), так і меншою за m_e . Якщо провести аналогію між наночастинкою та атомом

водню і підставити у формулу (14.18) ефективну масу електрона у цьому напівпровіднику та його високочастотну діелектричну сталу ϵ , то можна отримати радіус наночастинки, за якого енергія електрона всередині наночастинки починає квантуватися:

$$\bar{a}_{nc} = \frac{\hbar^2 \epsilon \epsilon_0}{e^2 m_e^*} = \frac{\epsilon m_e}{m_e^*} a_0. \quad (14.19)$$

Попри формальний характер такої аналогії, формула (14.19) є непоганою оцінкою максимального розміру наночастинки із квантовими ефектами [117].

Електричні та оптичні властивості кристала починають змінюватися, коли кількість атомів у кристалі N стає меншою за 10^5 , причому до 10^3 ще зберігається кристалічна решітка об'ємного кристала (кристала з $N \gg 10^5$). У діапазоні $N = 30\text{--}10^3$ спектральні властивості нанокристалів наближаються до властивостей окремих атомів або молекул.

Для напівпровідникового нанокристала, розмір якого $2\bar{a}_{nc}$ менший за довжину хвилі де Бройля λ_{Br} для електронів (приблизно 20 нм), ширину забороненої зони можна розрахувати за наближеною формулою [117]:

$$E_{nc} = E_g + \frac{h^2}{8(\bar{a}_{nc})^2} \left(\frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right) - \frac{1,8e^2}{\epsilon \bar{a}_{nc}}, \quad (14.20)$$

де E_g – ширина забороненої зони об'ємного напівпровідника.

Приклад 14.2. Знайти довжину хвилі, випромінюваної збудженим нанокристалом арсеніду галію радіусом $a_{nc} = 8$ нм, якщо за температури $T = 300$ К ефективні маси електрона й дірки становлять відповідно $m_e^* = 0,067m_e$ та $m_h^* = 0,45m_e$, маса й заряд електрона відповідно $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг та $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, а високочастотна діелектрична стала $\epsilon = 10,88$. Ширина забороненої зони в об'ємного арсеніду галію $E_g = 1,42$ еВ ($1 \text{ еВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж).

Розмір нанокристала GaAs менший за довжину хвилі де Бройля для електрона у напівпровіднику, тому скористаймося для розрахунку формулою (14.20):

$$\begin{aligned} E_{nc} = E_g + \frac{h^2}{8(\bar{a}_{nc})^2} \left(\frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right) - \frac{1,8e^2}{\epsilon \bar{a}_{nc}} = & 1,42 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} + \\ & + \frac{(6,63 \cdot 10^{-34})^2}{8(8 \cdot 10^{-9})^2} \left(\frac{1}{0,067 \cdot 9,11 \cdot 10^{-31}} + \frac{1}{0,45 \cdot 9,11 \cdot 10^{-31}} \right) - \end{aligned}$$

$$-\frac{1,8(1,6 \cdot 10^{-19})^2}{10,88 \cdot 8 \cdot 10^{-9}} = 2,43 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 1,52 \text{ eВ.}$$

Арсенід галію є прямозонним напівпровідником, тому нанокристал у разі збудження випромінює на довжині хвилі

$$\lambda_0 = \frac{1,24}{E_{nc}} = \frac{1,24}{1,52} = 0,82 \text{ мкм.}$$

Локалізований поверхневий плазмовий резонанс (англ. *localized surface plasmon resonance, LSPR*) виникає в освітлених металічних наночастинках. На відміну від поверхневого плазмового резонансу, виконання умови фазового синхронізму тут непотрібне, оскільки резонанс досягається завдяки просторовому обмеженню руху електронів поверхнею частинки.

Для наночастинки розміром $2a < 100 \text{ нм}$, тобто $a \ll \lambda$, можна вважати, що електричне поле світлової хвилі \mathbf{E}_0 є однорідним і статичним (така квазістатична модель значно спрощує розрахунки й показує непогані результати). Під дією цього поля відбувається поляризація частинки з утворенням диполя $\mathbf{p} = \varepsilon_0 \varepsilon_m \chi \mathbf{E}_0$, де ε_0 – електрична стала; ε_m – діелектрична проникність середовища навколо частинки; χ – поляризованість частинки. Поляризованість частинки, виражену у формулі (14.13) через параметри електрона, можна також подати як

$$\chi = 4\pi a^3 \frac{\hat{\varepsilon} - \varepsilon_m}{\hat{\varepsilon} + 2\varepsilon_m}, \quad (14.21)$$

де $\hat{\varepsilon}$ – комплексна діелектрична функція газу вільних електронів всередині частинки, яка описується формулою (14.6). Оскільки $\hat{\varepsilon} = \varepsilon_{rl} - i\varepsilon_{im}$, де дійсна частина діелектричної функції ε_{rl} задається формулою (14.7), а уявна ε_{im} – формулою (14.8), то поляризованість набуває максимального значення за умови $\varepsilon_{rl} = -2\varepsilon_m$ і спостерігається локалізований плазмовий резонанс з утворенням дипольних поверхневих плазмонів (слово «поверхневий» у назві резонансу часто опускають) [113]. Для сферичної металічної наночастинки, розміщеної у повітрі, ця умова виконується для частоти оптичного випромінювання $\omega_0 = \omega_p / \sqrt{3}$, де ω_p – частота плазмових коливань, задана формулою (14.4). Заміна повітряного середовища з $\varepsilon_m = 1$ на середовище

з більшою діелектричною проникністю викликає червоний зсув резонансної частоти ω_0 (у бік менших частот), за яким можна ідентифікувати середовище.

Поляризація наночастинки в електричному полі світлової хвилі істотно змінює процеси поглинання та розсіяння випромінювання цією частинкою. Переріз поглинання C_{abs} і переріз розсіяння C_{sc} визначаються поляризованістю частинки α , заданою формулою (14.21):

$$C_{abs} = k \operatorname{Im}(\alpha) = 4\pi k a^3 \operatorname{Im}\left(\frac{\hat{\epsilon} - \epsilon_m}{\hat{\epsilon} + 2\epsilon_m}\right), \quad (14.22)$$

$$C_{sc} = \frac{k^4}{6\pi} |\alpha|^2 = \frac{8\pi}{3} k^4 a^6 \left| \frac{\hat{\epsilon} - \epsilon_m}{\hat{\epsilon} + 2\epsilon_m} \right|^2. \quad (14.23)$$

З формули (14.22) та (14.23) видно, що на резонансній частоті зростає переріз поглинання й особливо сильно – переріз розсіяння, що пояснює яскраве виблискування наночастинок золота у склі або колоїдному розчині.

Плазмони, збуджені у наночастинці, підсилюють не тільки еванесцентне ближнє поле, але й світло, розсіяне наночастинкою (дальнє поле). Було також помічено підсилення металічними наночастинками флуоресценції лазерного барвника. Наночастинка стає джерелом світла, розміри якого значно менші за довжину хвилі генерованого нею випромінювання, що дозволяє використовувати її як світловий зонд у мікроскопії надвисокої роздільної здатності. Наночастинки золота та срібла стали основою нового класу оптичних біосенсорів. Окрема така наночастинка у разі освітлення білим світлом дає можливість:

- отримати яскраве вторинне джерело світла, яке можна спостерігати у звичайний оптичний мікроскоп, роздільної здатності якої не вистачило б для виявлення цієї частинки при сильному поглинанні нею світла (аналогія: людина бачить зірки, кутові розміри яких значно менші за кутову роздільну здатність ока);
- задати максимум спектра розсіяного випромінювання, вибравши розмір наночастинок;
- мати стабільне вторинне джерело світла; на відміну від біологічних міток на основі люмінесцентного барвника, наночастинки золота або срібла не вицвітають.

14.4. Оптичні антени

В оптичному діапазоні функції генерації та приймання електромагнітних хвиль зазвичай виконують джерела випромінювання та фотоприймачі, в яких за посередництва атомів або молекул відбуваються квантові перетворення електронів у фотони і навпаки. Змінні електричні та магнітні поля також здатні відібрати енергію у вільних електронів і витратити її на генерацію фотонів. У нанорозмірному середовищі функції передавання та приймання електромагнітної енергії покладено на оптичні антени [118].

У радіодіапазоні пристроями, які випромінюють та приймають електромагнітні хвилі, є антени. Перші радіоантени (вібратори Герца) були створені німецьким фізиком Генріхом Герцем у 1887 р. Передавальною антеною були два мідних стрижня із загальною довжиною L , розміщених в лінію з невеликим зазором. Висока напруга, прикладена до стрижнів, викликала електричний пробій повітря між стрижнями і протікання імпульсу струму вздовж стрижнів. У сучасному варіанті замість високої напруги на стрижні подають високочастотний змінний струм. Навколо стрижнів виникає змінне магнітне поле, яке викликає появу змінного електричного поля, а те, у свою чергу, генерує змінне магнітне поле; цей процес поширюється у просторі й народжується електромагнітна хвиля. Приймальною антеною у Герца було мідне кільце, розірване в одному місці, щоб утворити іскровий проміжок (для спостереження передавання енергії електромагнітними хвилями між антенами). І передавальна, і приймальна антени були відкритими коливальними контурами з малими індуктивностями та ємностями. Імпульс струму збуджував у передавальному контурі коливання з різними довжинами хвиль, але найменше загасали коливання з довжиною хвилі λ , яка задовольняла умову резонансу $L = \lambda/2$. Електромагнітне поле радіохвилі наводить у приймальній антені змінний струм і його амплітуда буде найбільшою, якщо довжина кільцевого або лінійного провідника становить L , тобто задовольняє ту ж умову резонансу.

У 1919 р. англійський винахідник Джон Хеттінгер запатентував антену, в якій металічні провідники замінив на газ, сильно іонізований ультрафіолетовим випромінюванням. Тоді реалізувати ідею не вдалося, проте на її основі з'явилася фантастична пропозиція з'єднати ультрафіолетовим електропровідним каналом поверхню Землі з іоносферою й отримувати звідти електричну енергію. Через 70 років про винахід згадали і плазмові антени стали предметом досліджень оборонних відомств декількох країн. Виявилось, що такі антени можуть бути непомітними для радарів, захищені від засобів радіоелектронної боротьби і здатні динамічно змінювати свої параметри [119].

Завданням приймальної антени є максимальне відбирання потужності від електромагнітної хвилі для отримання максимальної потужності змінного струму (електричного сигналу). Передавальна антена має забезпечувати (разом із генератором коливань) досить високу потужність випромінюваних електромагнітних хвиль, а іноді й вузьку діаграму спрямованості, щоб забезпечити більшу дальність передачі інформації конкретному адресату.

Потужність сигналу від американського космічного зонда «Вояджер-1», запущеного у 1977 р., який у 2012 р. вийшов за межі Сонячної системи і перебував у 2017 р. на відстані 21 млрд. км від Землі, становить менше 10^{-16} Вт. Два передавачі потужністю 23 Вт кожний працюють у сантиметровому діапазоні і надсилають сигнали на Землю через параболічну антену діаметром 3,7 м; на Землі сигнали приймають параболічними антенами діаметром 34 м (швидкість приймання інформації 160 біт/с) та 70 м (швидкість приймання до 1400 біт/с). Потужність наземних передавачів становить десятки кіловатів, що значно збільшує швидкість передавання інформації на космічний зонд. Для порівняння: потужність передавача мобільного телефону, який також працює у сантиметровому діапазоні, становить 3 Вт. Цікаво, що у 2017 р. вдалося запустити двигуни корекції траєкторії «Вояджера», які останній раз вмикалися 37 років тому. Чудовий приклад чутливості та надійності електронних систем!

У нанорозмірному середовищі передавання та приймання світлових хвиль можна здійснювати за допомогою оптичних антен, подібних за принципом дії до радіоантен. Р. Фейнман ще у 1960 р. передбачив можливість створення антен оптичного діапазону [103].

Найпростішою оптичною антеною є металічна наночастинка, яка за рахунок локалізованого поверхневого плазмового резонансу значно підсилює падаюче на неї світло, що дозволяє використовувати її як точковий зонд. Більш ефективно перетворює падаюче світло у поляритони структура «метелик», зображена на рис. 14.5, *а*.

Якщо на загостреному кінці оптичного волокна, вкритого шаром золота завтовшки 50 нм, виготовити структуру, подібну до зображеної на рис. 14.5, *б*, із зазором 10 нм між золотими смужками на кінці, то матимемо оптичну антену, яка концентрує у зазорі оптичне випромінювання і значно збільшує його інтенсивність (до 100 разів). Антена завдяки своїй формі дістала назву «дзвіниця» (англ. *campanile*). Цінною властивістю цієї дахоподібної структури, в якій між металічними скатами (половинками диполу) міститься тонкий шар діелектрика, є те, що вона підтримує поширення поверхневої плазмової поляритонної моди без встановлення для неї частоти відсікання, що

дозволяє подолати дифракційну межу Аббе. До того ж антена здатна прийняти понад 90 % енергії випромінювача, розміщеного біля її зазору, що можна використати в раманівській спектроскопії та для створення нанозондів [120; 121].

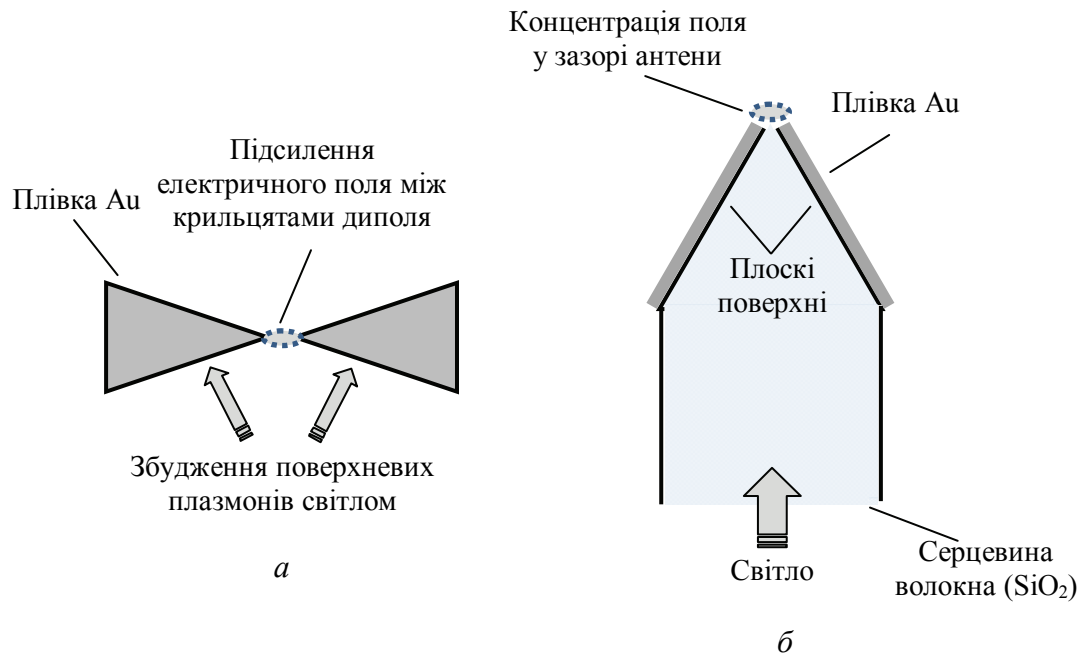


Рис. 14.5. Оптичні антени зі структурою «метелик» (а) та «дзвіниця» (б)

Перспективними напрямками застосування оптичних антен є:

- ближньопольова мікроскопія;
- раманівська спектроскопія;
- збільшення чутливості нанорозмірних фотоприймачів;
- керування формою хвильового фронту, спрямованістю, поляризацією та напрямком поширення відбитих світлових пучків (за допомогою фазованих антенних решіток з виготовлених на діелектричній підкладці нанорозмірних металічних елементів, віддалених один від одного менше ніж на λ);
- генерація вищих гармонік лазерного випромінювання (за рахунок концентрації випромінювання у зазорі антени, біля якого міститься нелінійно-оптичний матеріал);
- термічне руйнування ракових клітин пристикованими до них наночастинками золота, нагрітими лазерним випромінюванням.

14.5. Оптична наноскопія

Німецький фізик Ернст Аббе у 1873 р. розробив теорію формування зображення в оптичному мікроскопі, згідно з якою процес утворення зображення складається з двох етапів – дифракції на предметі та дифракції на апертурній діафрагмі об'єктива (оправі однієї з лінз). Аббе встановив, що теоретичною межею роздільної здатності мікроскопа є $\lambda/2$, причому згодом стало зрозуміло, що це обмеження стосується й електронних лінз та дифрагуючих на них хвиль де Бройля.

Англійський фізик Джон Стретт (лорд Релей) у 1879 р. створив теорію роздільної здатності оптичних приладів на основі запропонованого ним критерію розрізнення двох точкових джерел світла, у тому числі освітлених точок як вторинних джерел. Застосування критерію Релея до мікроскопа знову приводить до межі Аббе.

Перший електронний мікроскоп, побудований у 1931 р. німецьким фізиком Ернстом Руска спільно з електроінженером Максом Кноллем, збільшував лише у 400 разів, але його удосконалення зробило можливим досягти в сучасних конструкціях електронних мікроскопів збільшення у 10^7 разів і роздільної здатності, кращої за 0,05 нм [122; 123].

Іншим інструментом наноскопії став сканувальний зондовий мікроскоп (тунельного типу), винайдений в 1981 р. німецьким фізиком Гердом Біннігом та швейцарським фізиком Генріхом Рорером [124]. Тунельний мікроскоп ґрунтується на протіканні тунельного струму приблизно 1 нА між вістряним зондом та поверхнею тіла, якщо зонд підвести до поверхні на відстань до 1 нм і прикласти між ними напругу від 0,01 до 10 В. Сучасні тунельні мікроскопи мають поперечну роздільну здатність 0,1 нм та поздовжню 0,01 нм.

У 1986 р. Г. Бінніг винайшов атомний силовий мікроскоп – другий тип зондового мікроскопа. Роздільна здатність цього типу мікроскопа приблизно така ж, як і у тунельного.

Атомний силовий мікроскоп побудований на взаємодії між атомами поверхні досліджуваного тіла та атомами вістряного зонда, внаслідок якої виникають сили Ван-дер-Ваальса, що спричиняють вигин пружної консолі з вістря і відхилення лазерного променя, відбитого від консолі.

Електронна мікроскопія досліджує об'єкти, які можна розміщати у вакуумі, причому для просвічувальної електронної мікроскопії потрібно спеціально готувати зразки завтовшки 20–200 нм. Недоліком тунельного мікроскопа є можливість дослідження тільки електропровідних тіл, а спільним недоліком тунельного та атомного силового мікроскопів є можливість дослідження тільки поверхні об'єктів.

Перевагами оптичної мікроскопії є досить великий набір методів підвищення контрасту зображення:

- використання контрастних речовин (барвників);
- метод фазового контрасту;

- метод диференціального інтерференційного контрасту;
- використання флуоресценції мікро- та нанооб'єктів;
- поляризаційна селекція предметної хвилі.

Розвиток оптичної наноскопії розпочався понад століття тому. У 1902 р. німецькі вчені Ріхард Зігмонді та Генрі Зідентопф, досліджуючи властивості колоїдних розчинів, розробили ультрамікроскоп, в якому можна було спостерігати точкові зображення наночастинок розміром 4 нм [125]. Основною відмінністю від звичайного оптичного мікроскопа була освітлювальна система щілинного типу, за якою прилад стали називати щілинним ультрамікроскопом.

У 1928 р. ірландський фізик Едвард Сінг запропонував ідею оптичного ближньопольового мікроскопа, але технічні можливості того часу не дозволили реалізувати цей третій тип зондового мікроскопа [126]. Така можливість з'явилася лише у 1984 р. [127]. Уперше межа Аббе була подолана у такий спосіб у 1956 р. для акустичних хвиль і у 1972 р. для електромагнітних хвиль з $\lambda = 3$ см. Роздільна здатність оптичного ближньопольового мікроскопа може сягати 1 нм.

Принцип дії конфокального сканувального мікроскопа запатентував у 1957 р. американський вчений Марвін Мінскі [128]. Німецький фізик Штефан Хель удосконалив конфокальний мікроскоп, використавши флуоресценцію об'єкта та вимушене гасіння флуоресценції на краю фокальної плями, що дозволило подолати межу Аббе [129].

Пошук корпорацією *IBM* (США) нових принципів оптичного запису інформації привів у 1989 р. її дослідника Вільяма Мьорнера до розроблення методу виявлення у твердому тілі окремих молекул [130].

Основні зусилля у галузі наноскопії були спрямовані на візуалізацію біологічних структур. У 1990 р. група американських дослідників (Вінфрід Денк та інші) започаткувала напрям багатофотонної флуоресцентної мікроскопії, який пізніше дістав назву *MPM* і став швидко розвиватися [131].

У 2006 р. дві групи американських вчених незалежно одна від одної запропонували метод флуоресцентної мікроскопії, побудований на синтезі зображення об'єкта за багатьма цифровими знімками випадкових сильно розріджених наборів флуоресцентних молекул та розрахованих координат молекул. Одна група (Ерік Бетціг та інші) назвала свій метод *PALM* [132], а друга (Майкл Раст та інші) – *STORM* [133]. Роздільна здатність обох методів досягла 20 нм.

Ш. Хель, Е. Бетціг та В. Мьорнер отримали Нобелівську премію з хімії 2014 р. «за розроблення флуоресцентної мікроскопії високої роздільної здатності».

Дифракційна межа Аббе. Теоретична межа роздільної здатності мікроскопа в $\lambda/2$, визначена для оптичного мікроскопа, виявилася межею і для електронного мікроскопа з його хвилями де Бройля. Ідея Габора (1947 р.) щодо збільшення роздільної здатності електронного мікроскопа полягала в тому, щоб позбутися дифракції на оправі лінзи.

Для цього Габор запропонував результат першої дифракції (предметну хвилю) записати інтерференційним методом (змішуванням з когерентною опорною хвилею), а зображення отримати в результаті дифракції опорної хвилі на записаних інтерференційних смугах (свого роду дифракційній ґратці). Розділення першої та другої дифракції інтерференційним записом зумовило збільшення роздільної здатності сформованого зображення і, як побічний результат, об'ємність утвореного зображення. Саме побічний результат виявився найбільш цінним і став поштовхом до зародження голографії. Роздільну здатність електронного мікроскопа підвищили простіше – за рахунок збільшення прискорювальних напруг і, відповідно, швидкостей електронів, що дозволило зменшити довжину хвилі де Бройля до пікометрів [134].

Насправді $\lambda/2$ – це наближене значення межі Аббе; формула Аббе враховує показник заломлення середовища n та апертурний кут θ (кут між крайнім променем конічного пучка та оптичною віссю об'єктива) і визначає мінімальний розмір як розрізняваної деталі об'єкта, так і світлової плями на об'єкті:

$$d = \frac{\lambda}{2n \sin \theta} = \frac{\lambda}{2NA},$$

де NA – числова апертура об'єктива, яка сягає значення $NA = 1,4$ у разі використання олійної імерсії з показником заломлення $n = 1,51$.

Критерій Релея. Зображення двох близько розміщених точкових джерел випромінювання має вигляд двох дисків Ейрі, оточених концентричними кільцями (максимумами зміщених одна відносно одної дифракційних картин). За критерієм Релея два точкових джерела випромінювання можна вважати розрізненими, якщо край одного диска Ейрі збігається з центром іншого (або центральний максимум однієї дифракційної картини збігається з першим мінімумом другої). Це означає, що у сумарному розподілі інтенсивності накладених дисків Ейрі глибина провалу має бути не меншою за чверть інтенсивності в центрі диска. Зрештою, і межа Аббе, і критерій Релея означають для мікроскопії, що дві точки предмета, розміщені на відстані, меншій за

$$\Delta x = 0,61 \frac{\lambda}{NA},$$

зливаються в зображенні в одну.

Ультрамiкроскопія. В ультрамiкроскопі світло яскравого джерела (ртутної лампи високого тиску) збирається конденсором на щiлинній дiафрагмі, утворюючи таким чином лiнiйне джерело світла (рис. 14.6). Освітлювальний об'єктив формує зображення лiнiйного джерела у предметній площині оптичного мiкроскопа, створюючи шар в колоїдному розчині чи газі, через поперечний переріз якого поширюється потужний потік випромінювання. Частинки, які потрапляють в цей потік, дифрагують світло в бiк об'єктива оптичного мiкроскопа, так що в полі зору спостерігаються світні точки (дифракційні плями).

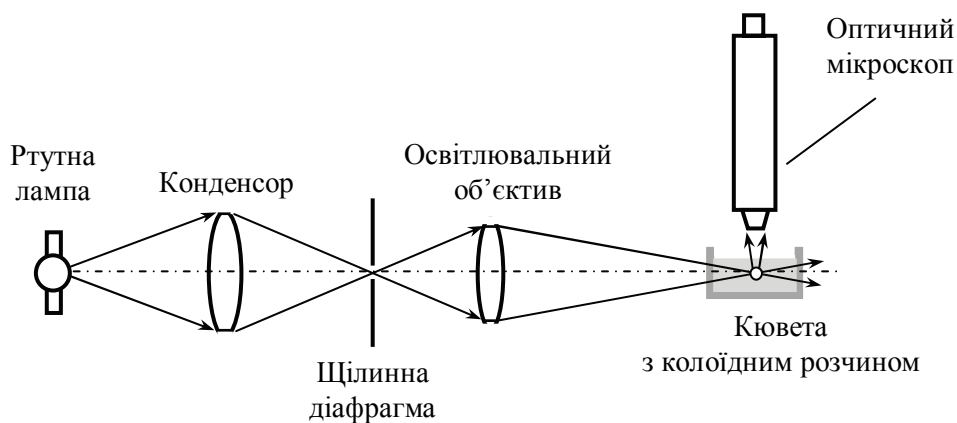


Рис. 14.6. Схема ультрамiкроскопу для спостереження наночастинок колоїдного розчину

У полі зору класичного ультрамiкроскопа освітлені частинки однакового розміру виглядають як точкові джерела різної яскравості, що є наслідком різної відстані частинок від приймача випромінювання і потрапляння в апертуру приймача неоднакових порцій світлового потоку. Все це унеможлиблює визначення розміру частинок у класичному ультрамiкроскопі. Для виправлення ситуації частинки потрібно розмістити в одній площині, тоді розмір частинки можна знайти за величиною світлового потоку, який потрапляє в апертуру приймача.

Те, що за допомогою видимого випромінювання неможливо отримати деталізоване зображення частинки розміром менше 200 нм, ще не означає, що цю частинку не можна побачити у цьому світлі. Зірки на небі перебувають поза межею роздільної здатності ока, але людина їх, тим не менше, бачить як точкові джерела, без будь-якої

можливості розрізнити деталі. Спостереження точкових джерел дає інформацію про їх переміщення та просторовий розподіл, а за можливості збудження в них люмінесценції – і про їх хімічний склад. Спектральний аналіз випромінювання зірок дозволив визначити наявні в них хімічні елементи.

Якщо неполяризоване випромінювання з довжиною хвилі λ падає на частинку з показником заломлення n_p та радіусом $a < \lambda / 20n_p$, то інтенсивність розсіяного випромінювання I_{sc} можна знайти за формулою Релея [106]:

$$I_{sc} = \frac{8\pi n_m a^6 I_0}{\lambda^4 r^2} \left[\frac{(n_p/n_m)^2 - 1}{(n_p/n_m)^2 + 2} \right]^2 (1 + \cos^2 \theta), \quad (14.24)$$

де I_0 – інтенсивність падаючого випромінювання; n_m та n_p – показники заломлення середовища та частинки відповідно; r – відстань між частинкою та приймачем випромінювання; θ – кут між напрямком розсіяного випромінювання та оптичною віссю, яка збігається з хвильовим вектором падаючого випромінювання. Якщо частинка перебуває у повітряному середовищі, то ця формула спрощується:

$$I_{sc} = \frac{8\pi a^6 I_0}{\lambda^4 r^2} \left(\frac{n_p^2 - 1}{n_p^2 + 2} \right)^2 (1 + \cos^2 \theta). \quad (14.25)$$

Випромінювання, розсіяне частинкою, потрапляє в апертуру приймача. Приймачем випромінювання може бути оптичне волокно, з'єднане з фотоелектронним помножувачем, чи мікрооб'єктив мікроскопа, до окуляра якого прилаштовано цифрову камеру, причому чим вищою буде числова апертура приймача випромінювання, тим більшими будуть відповідно фотоелектричний сигнал і відношення сигнал/шум на виході фотоприймача. Якщо приймачем розсіяного випромінювання є мікрооб'єктив з фокусною відстанню f і числовою апертурою

$$NA = n \sin \theta_0, \quad (14.26)$$

де n – показник заломлення середовища між об'єктом та мікрооб'єктивом (наприклад, імерсії, яка збільшує роздільну здатність мікроскопа); θ_0 – половинна кутова апертура приймача, то частинка перебуває у фокальній площині мікрооб'єктива і можна вважати, що $r = f$,

а мікрооб'єktiv збирає конічний пучок променів з кутом між віссю та твірною, рівний θ_0 .

Приклад 14.3. Знайти відносну потужність випромінювання P_r , розсіяного у повітрі на частинці TiO_2 радіусом $a = 10$ нм і падаючого на вхідну апертуру мікрооб'єктива з фокусною відстанню $f = 5$ мм, та числовою апертурою $NA = 0,9$, якщо випромінювання має довжину хвилі $\lambda = 450$ нм, а показник заломлення TiO_2 $n_p = 2,49$.

Для мікрооб'єктива з фокусною відстанню f і числовою апертурою $NA = \sin \theta_0$ (без імерсії) площа вхідної апертури становить

$$A_{in} = \pi f^2 \tan^2 \theta_0 = \pi f^2 \tan^2 (\arcsin NA) = \frac{\pi f^2 NA^2}{1 - NA^2}. \quad (14.27)$$

З усього випромінювання, розсіяного частинкою, у мікрооб'єktiv потрапляє тільки частина випромінювання потужністю

$$P_{in} = A_{in} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\theta_0} I_{sc} d\theta, \quad (14.28)$$

де I_{sc} – інтенсивність випромінювання, розсіяного частинкою й обчислюваного за формулою (14.25). Підставляючи у формулу (14.28) співвідношення (14.25) та (14.27) і враховуючи, що $r = f$, отримаємо

$$P_{in} = \frac{8\pi^2 a^6 I_0 NA^2}{\lambda^4 (1 - NA^2)} \left(\frac{n_p^2 - 1}{n_p^2 + 2} \right)^2 \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\theta_0} (1 + \cos^2 \theta) d\theta. \quad (14.29)$$

Орієнтовно можна вважати, що за інтенсивності I_0 падаючого випромінювання на частинку потрапляє випромінювання потужністю

$$P_p = \pi a^2 I_0. \quad (14.30)$$

Тоді шукану відносну потужність випромінювання можна подати як

$$P_r = \frac{P_{in}}{P_p} = \frac{8\pi NA^2}{(1 - NA^2)} \left(\frac{n_p^2 - 1}{n_p^2 + 2} \right)^2 \left(\frac{a}{\lambda} \right)^4 \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\theta_0} (1 + \cos^2 \theta) d\theta.$$

Внутрішній інтеграл у формулі (14.29) можна розкласти на суму двох інтегралів:

$$\int_0^{\theta_0} (1 + \cos^2 \theta) d\theta = \int_0^{\theta_0} d\theta + \int_0^{\theta_0} \cos^2 \theta d\theta, \quad (14.31)$$

причому перший просто дорівнює θ_0 , а другий можна знайти з таблиць інтегралів [135]:

$$\int_0^{\theta_0} \cos^2 \theta d\theta = \frac{\theta_0}{2} + \frac{\sin 2\theta_0}{4}. \quad (14.32)$$

Підставляючи у формулу (14.29) співвідношення (14.30), (14.31) та (14.32), отримаємо потужність розсіяного випромінювання, яка потрапляє в мікрооб'єкти:

$$P_r = \frac{16\pi^2 NA^2}{(1 - NA^2)} \left(\frac{n_p^2 - 1}{n_p^2 + 2} \right)^2 \left(\frac{a}{\lambda} \right)^4 [6 \arcsin NA + \sin(2 \arcsin NA)]. \quad (14.33)$$

Для заданого $NA = 0,9$ можна отримати спрощену розрахункову формулу:

$$P_r = 5051 \left(\frac{n_p^2 - 1}{n_p^2 + 2} \right)^2 \left(\frac{a}{\lambda} \right)^4. \quad (14.34)$$

Тоді, нехтуючи поглинанням випромінювання частинкою, можна знайти, яка частина потужності випромінювання, що падає на частинку, потрапляє в мікрооб'єкти:

$$P_r = 5051 \left(\frac{2,49^2 - 1}{2,49^2 + 2} \right)^2 \left(\frac{10}{450} \right)^4 = 7,8 \cdot 10^{-4}.$$

Оптичне ближнє поле. Цей вид змінного електричного поля з'являється біля поверхні освітленої наночастинки з будь-якого матеріалу або біля освітленої апертури (вихідного отвору), якщо радіус частинки або апертури значно менший за довжину хвилі світла ($a \ll \lambda$) [136; 137]. Єдиного погляду на механізм утворення ближнього поля немає. З позицій класичної електромагнітної теорії під дією електричного поля світлової хвилі у матеріалі наночастинки відбувається поляризація молекул і з'являються молекулярні електричні диполі. Поява еванесцентного поля біля частинки зумовлена тим, що силові лінії електричного поля замикаються на електричних диполях частинки і хвилі поширення не утворюється. Замкнені силові лінії виникають на відстані понад λ , вони формують хвилю поширення, яка йде у дальнє поле.

У межах ближнього поля радіальний розподіл електричного поля визначається функцією Юкави [136]

$$E(r) = \frac{E_0}{r} \exp\left(-\frac{r}{a}\right), \quad (14.35)$$

де E_0 – напруженість електричного поля біля поверхні частинки.

Квантова теорія поля пояснює існування ближнього поля взаємодією реальних та віртуальних фотонів. Віртуальні частинки використовують для пояснення механізму взаємодії та перетворення елементарних частинок між собою, наприклад, за допомогою діаграм

Фейнмана. У процесі перетворення віртуальні частинки можуть набувати будь-яких значень імпульсу p та енергії E , а реальні мають задовольняти релятивістське співвідношення між цими величинами:

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4},$$

де m – маса частинки. Щодо реальності віртуальних частинок думки фізиків розділились: дехто з фізиків вважає, що віртуальні частинки відповідають певній реальності, недоступній для наявних вимірювальних систем.

В оптичній мікроскопії ближнє поле є своєрідним світловим сенсором, який дає сигнал у дальнє поле у разі потрапляння в зону його дії нанорозмірних об'єктів. На рис. 14.7 зображено схему ультрамікроскопа, в якій наночастинки, перебуваючи на поверхні призми повного внутрішнього відбиття, стають перетворювачами еванесцентного поля призми у сферичні хвилі поширення.

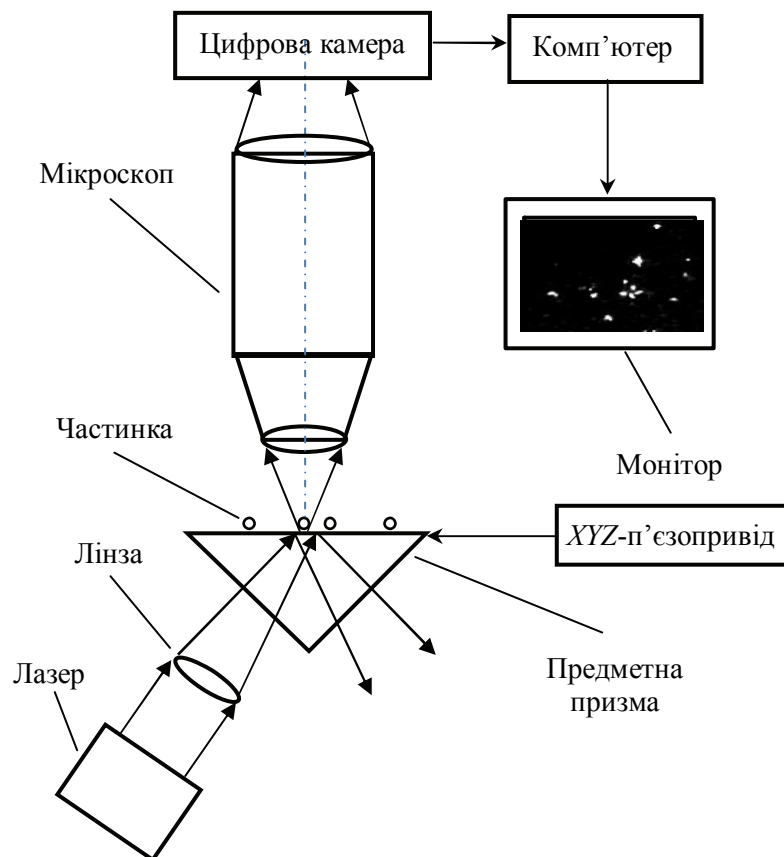


Рис. 14.7. Схема лазерного телевізійного ультрамікроскопа на еванесцентних хвилях

Оскільки просторовий розподіл ближнього поля у видимому діапазоні може не перевищувати десятків нанометрів, то поперечне переміщення світлового сенсора відносно досліджуваної поверхні забезпечує роздільну здатність у десятки, а поздовжню в одиниці нанометрів.

Для зчитування інформації в сканувальному оптичному ближньопольовому мікроскопі (англ. *scanning near-field optical microscope*, *SNOM*, *NSOM*) використовують два методи – апертурний та безапертурний, останній ще називають *ASNOM* (англ. *apertureless SNOM*).

В апертурному методі (рис. 14.8) загострене оптичне волокно-зонд вкривають тонким шаром алюмінію і на кінці роблять отвір діаметром декілька десятків нанометрів, який і визначає роздільну здатність мікроскопа. Американський фізик Ганс Бете показав, що для неполяризованого випромінювання ефективна площа отвору радіусом $a \ll \lambda$ визначається співвідношенням

$$A_{eff} = \frac{64}{27\pi} k^4 a^6 \left(1 - \frac{3}{8} \sin^2 \theta \right),$$

де k – хвильове число ($k = 2\pi/\lambda$); θ – кут між хвильовим вектором та нормаллю до площини отвору [138]. Цікаво, що інтенсивність релєївського розсіяння на частинці радіусом $a \ll \lambda$, як і інтенсивність випромінювання, яке пройшло крізь отвір такого самого радіуса, виявляються пропорційними $k^4 a^6$ [106].

Недоліками апертурного методу, реалізованого на основі металізованого загостреного оптичного волокна, є сильне загасання світла у конічній частині волокна (до 10^5 разів), досить великий діаметр вихідної апертури (приблизно 50 нм) та розмивання краю апертури внаслідок збудження у металі плазмонних поляритонів [139].

Безапертурний метод передбачає використання металічного вістря, біля якого у разі лазерного опромінення генерується еванесцентне поле, яке може бути на 4–5 порядків сильнішим за поле падаючої хвилі, причому максимальна взаємодія металічного зонда з досліджуваною поверхнею спостерігається за відстані, приблизно рівній радіусу вістря (10–40 нм) [139].

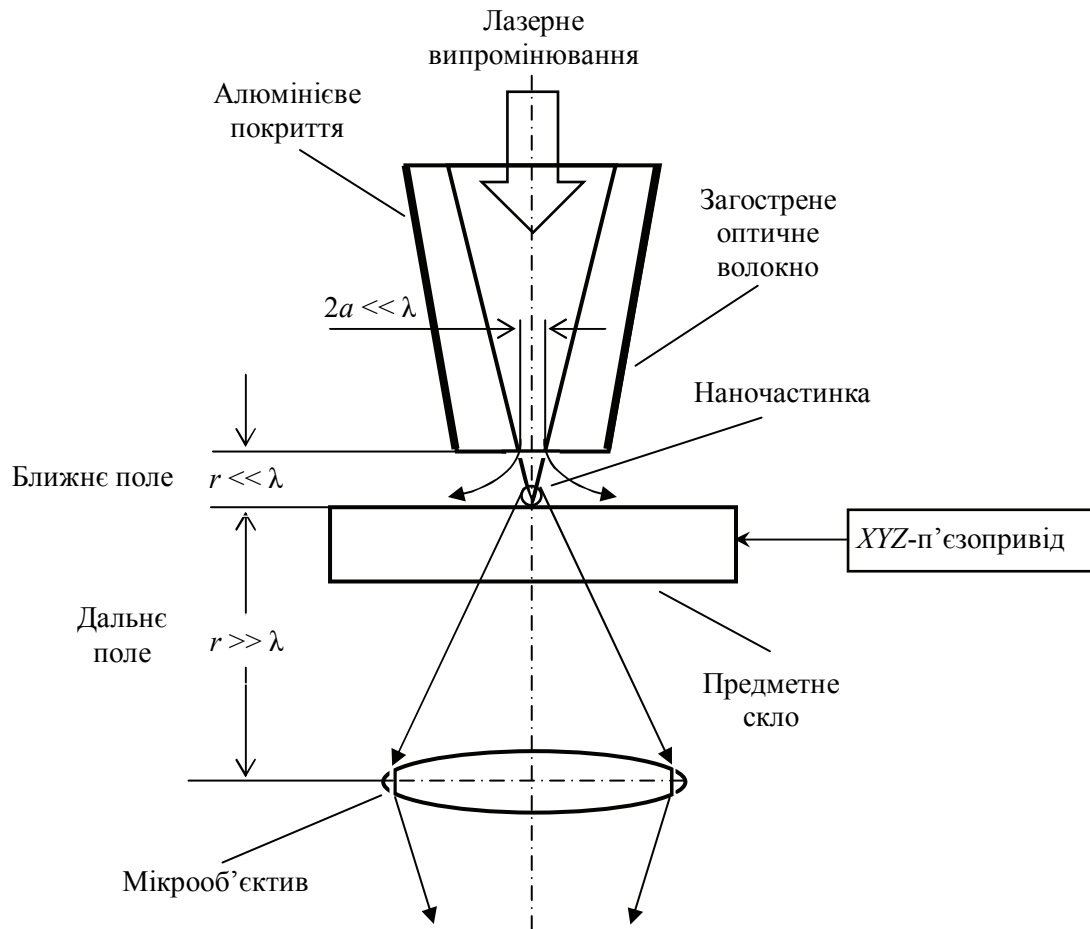


Рис. 14.8. Схема сканувального оптичного ближньопольового мікроскопа (апертурний метод спостереження)

Наноскопія за допомогою наночастинок. Освітлені наночастинки золота, срібла та міді яскраво виблискують, що дозволяє використовувати їх як мітки в процесі виявлення біологічних молекул та спостереження за ними, наприклад, методом мікроскопії темного поля. Цей метод, запропонований у 1906 р. Р. Зігмонді, передбачає спостереження у мікроскоп лише світла, розсіяного на неоднорідностях середовища. Значне зростання відбивальної здатності наночастинок порівняно з об'ємним матеріалом виникає внаслідок локалізованого плазмового резонансу. Для зазначених вище матеріалів резонанс спостерігається на частотах видимого випромінювання, причому частота резонансу залежить як від матеріалу, так і від розмірів та форми наночастинок, від взаємодії між частинками, а також від діелектричних властивостей середовища.

Резонанс супроводжується різким зростанням електричного поля навколо наночастинки, як і біля металічного вістря, і це використовують у ближньопольовій мікроскопії.

Конфокальна сканувальна мікроскопія. Ідея конфокальної сканувальної мікроскопії полягає у тому, щоб освітлювати не весь досліджуваний об'єкт, як це роблять у звичайній оптичній мікроскопії і у флуоресцентній, а формувати мікрооб'єктивом на об'єкті зображення точкового джерела світла і цим же мікрооб'єктивом приймати світло, відбите об'єктом. Відбите світло фокусується у площині точкової діафрагми, причому це світло містить промені, які йдуть як із фокальної точки, так і від точок, розміщених перед або за фокальною площиною (залежно від прозорості досліджуваного об'єкта та його поверхневого рельєфу). Через точкову діафрагму проходять лише ті промені, які вийшли з фокальної точки. Звідси і походження назви: «конфокальний» означає, що освітлювальна та приймальна системи мікроскопа мають спряжені фокуси.

Збільшене зображення об'єкта отримують шляхом сканування його поверхні субмікронною світловою плямою, причому без використання флуоресценції об'єкта досягається лише більший контраст зображення, а роздільна здатність зростає дуже мало (в 1,4 рази). Збільшення контрасту досягається завдяки точковій діафрагмі, встановленій перед фотоприймачем, яка здійснює просторову фільтрацію випромінювання, спрямованого у бік фотоприймача з позафокальних площин об'єкта (рис. 14.9). Точкова діафрагма сильно зменшує сигнальний потік випромінювання, тому фотоприймачем має бути фотоелектронний помножувач або лавинний фотодіод, які забезпечать необхідне підсилення сигналу. Для отримання 2D-зображення фокальну пляму переміщують синхронно з точковою діафрагмою, 3D-зображення отримують, змінюючи дискретно фокусну відстань мікрооб'єктива [140].

Освітлення об'єкта здійснюють короткохвильовим лазерним випромінюванням, а зображення формують у більш довгохвильовому флуоресцентному випромінюванні (з більшою довжиною хвилі). Збільшення роздільної здатності конфокальної лазерної сканувальної мікроскопії (англ. *confocal laser scanning microscopy*, *CLSM*) у разі використання флуоресценції об'єкта пов'язане з більш яскравим світінням

глибинних або неконтрастних поверхневих деталей об'єкта, непомітних при звичайному освітленні

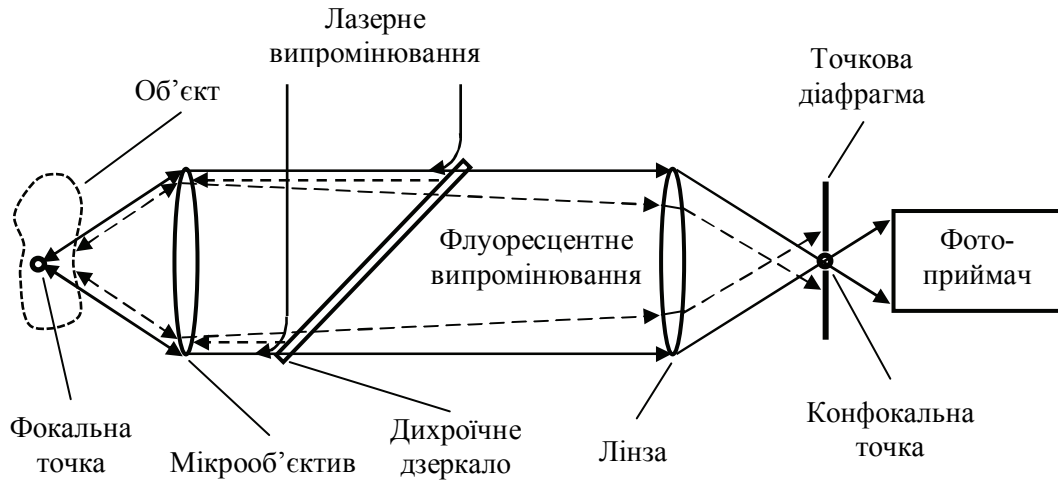


Рис. 14.9. Схема конфокального мікроскопа

Мікроскопія на основі вимушеного гасіння люмінесценції (англ. *stimulated emission depletion, STED*) є удосконаленим варіантом конфокальної мікроскопії, який суттєво збільшив її роздільну здатність [129; 141]. Як і у конфокальній лазерній мікроскопії, на об'єкті фокусується (об'єктивом з числовою апертурою NA) короткохвильове випромінювання з довжиною хвилі λ_1 , яке збуджує флуоресценцію досліджуваного об'єкта на довжині хвилі $\lambda_2 > \lambda_1$, причому діаметр флуоресцентного диска визначається межею Аббе $d = \lambda_1 / 2NA$. Здавалося, використання флуоресценції у мікроскопії не може суттєво вплинути на роздільну здатність. Ш. Хель був іншої думки. Він запропонував гасити флуоресценцію на краю флуоресцентного диска (точніше – об'ємної флуоресцентної області) за допомогою довгохвильового випромінювання з $\lambda_3 > \lambda_2$, яке у фокальній площині має кільцеву форму і максимальну інтенсивність I (рис. 14.10). Тоді діаметр флуоресцентної плями всередині кільця

$$d_{STED} = \frac{\lambda_1}{2NA\sqrt{1 + I/I_{sat}}},$$

де I_s – інтенсивність насичення довгохвильового випромінювання, за якої $1/e$ флуоресцентних молекул переводяться в основний стан і не випромінюють. Роздільна здатність *STED*-мікроскопії сягнула 5 нм.

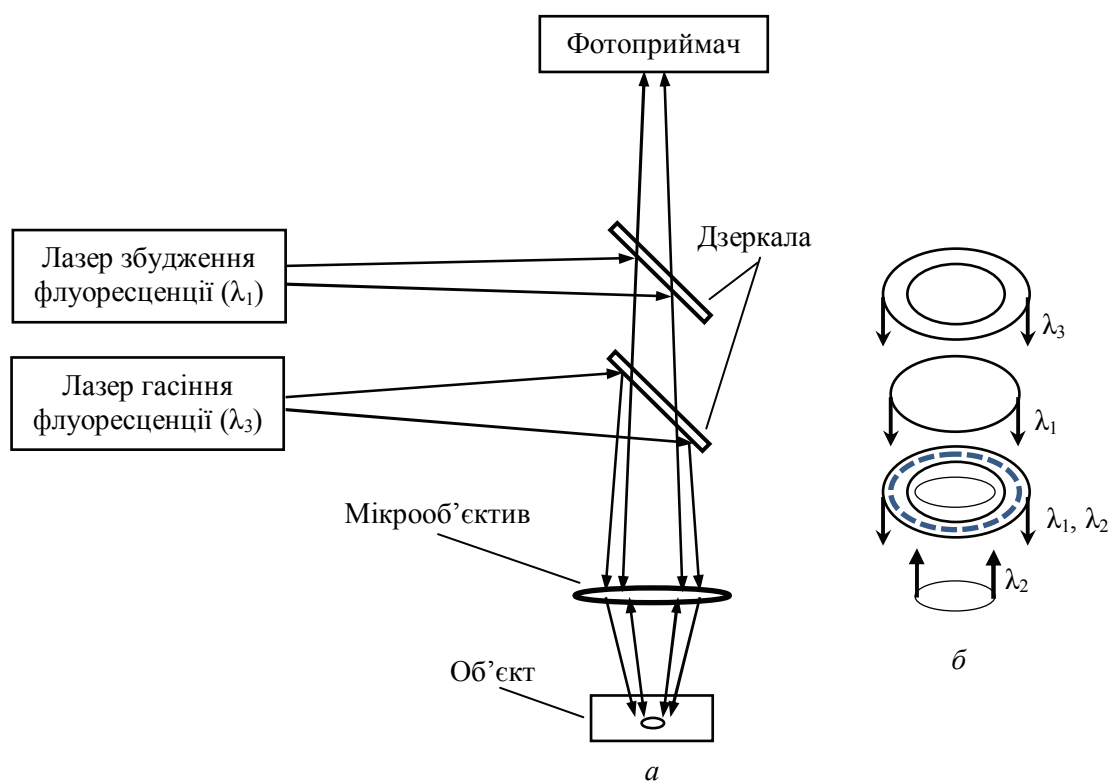


Рис. 14.10. Схема *STED*-мікроскопа з вимушеним гасінням флуоресценції на довжині хвилі λ_2 , збудженої випромінюванням з $\lambda_1 < \lambda_2$ (а) та механізм зменшення розміру флуоресцентного диска кільцевим гасінням флуоресценції об'єкта випромінюванням з $\lambda_3 > \lambda_2$ (б)

Мікроскопія на основі фотоактивованої стохастичної локалізації молекул є методом знаходження та візуалізації розміщення молекул, побудованим на почерговій флуоресценції та фотознебарвленні випадкових наборів молекул і математичному обробленні їх цифрових фотографій. Одна група дослідників назвала цей метод мікроскопією з фотоактивованою локалізацією (англ. *photo-activated localization microscopy*, *PALM*) [132], інша – мікроскопією зі стохастичною оптичною реконструкцією (англ. *stochastic optical reconstruction microscopy*, *STORM*) [133].

Якщо конфокальна мікроскопія та *STED*-мікроскопія є зондовими методами, які потребують сканування об'єкта світловим зондом, то у методі *PALM/STORM* використовують математичне оброблення серії цифрових знімків поверхні флуоресцентного об'єкта. Для розрізнення близько розміщених молекул використовують декілька прийомів. По-перше, світіння окремої молекули як точкового джерела

формує в мікроскопі зображення у вигляді диска Ейрі, який описують функцією розсіювання точки (англ. *point spread function*, *PSF*), що дозволяє пов'язати центр диска Ейрі з розміщенням молекули.

У методі *PALM/STORM* використовують речовини з фотоактивацією або фотовимкненням флуоресценції, які не є флуоресцентними у певному діапазоні довжин хвиль і їх молекули залишаються неактивними (невидимими). Для активації частини цих молекул використовують короткохвильове випромінювання ($\lambda = 405$ нм) з низькою інтенсивністю. Ці молекули фотографують цифровою камерою з ПЗЗ-матрицею, знаходять за знімками їх координати, а потім молекули остаточно дезактивують, використовуючи фотознебарвлення. Цей процес багаторазово проводять для інших ансамблів молекул. Зрештою, за координатами молекул синтезують на комп'ютері зображення досліджуваної структури. Роздільна здатність методу сягала в експериментах 20 нм.

Багатофотонна мікроскопія (англ. *multiphoton microscopy*, *MPM*) ґрунтується на явищі багатофотонного поглинання, за якого збудження молекули відбувається внаслідок поглинання за короткий проміжок часу (приблизно 10^{-16} с) двох або більше фотонів, сумарної енергії яких вистачає для збудження. У разі багатофотонного збудження флуоресцентних молекул інтенсивність флуоресценції має квадратичну залежність від інтенсивності збудження (на відміну від лінійної залежності за однофотонного збудження). Це означає різкий просторовий спад інтенсивності флуоресценції навколо фокальної точки і краще розрізнення деталей досліджуваного об'єкта. Як і у конфокальній мікроскопії, потрібне сканування об'єкта сфокусованим лазерним пучком. У мікроскопі використовують фемтосекундний титан-сапфіровий лазер з модуляцією добротності, накачуваний неодимовим лазером, та фотоелектронний помножувач [142].

14.6. Оптичне маніпулювання наночастинками

Механічна дія світла на частинки. У 1619 р. німецький математик, оптик та астроном Йоган Кеплер висловив гіпотезу про те, що причиною утворення хвоста комети є випаровування речовини з її поверхні під дією сонячного випромінювання, а відхилення хвоста комети у бік, протилежний Сонцю, пов'язане з тиском світла. Англійський фізик Джеймс Максвелл у 1873 р. обґрунтував тиск

світла на тіла з позиції створеної ним електромагнітної теорії світла і навіть розрахував величину тиску.

Російський фізик Петро Лебедев у 1899 р. продемонстрував тиск світла на тверді тіла за допомогою підвішених на скляній нитці крутильних терезів, на важелях яких закріплювались тоненькі (20 мкм) платинові або алюмінієві пластини – приймачі сфокусованого світла електричної дуги. Лебедєву вдалося компенсувати радіометричну силу, у тисячі разів більшу за силу тиску світла, яка стала на заваді іншим дослідникам цього явища. Радіометрична сила виникає внаслідок сильнішого нагрівання опромінюваної сторони пластини, енергійніших коливань іонів кристалічної решітки біля цієї сторони пластини і передачі молекулам повітря більшого імпульсу. Через 10 років Лебедєву вдалося продемонструвати тиск світла на гази [143].

У 1899 р. російський фізик Олександр Садовський теоретично довів можливість обертання тіла внаслідок поглинання випромінювання з коловою або еліптичною поляризацією (ефект Садовського) [144]. У 1936 р. американський фізик Річард Бет експериментально підтвердив гіпотезу Садовського [145].

Концепція корпускулярно-хвильового дуалізму була запропонована у 1905 р. Альбертом Ейнштейном для пояснення світлових явищ, в яких світло поводити себе то як хвиля (інтерференція, дифракція), то як потік частинок (зовнішній фотоэффект). У 1923 р. Луї де Бройль поширив такий підхід на всю матерію, зв'язавши хвильовий процес з рухом матеріального тіла, хоча хвиля де Бройля не є матеріальною, а лише хвилею ймовірності виявити тіло у будь-якій точці простору. Ньютонівські уявлення про світло як потік частинок були відроджені Ейнштейном на новому рівні, пов'язаному вже з квантуванням енергії частинок – фундаментальному законі природи, відкритому у 1900 р. Максом Планком. У 1923 р. Артур Комптон розсіянням рентгенівського випромінювання на електронах експериментально показав, що світлові кванти подібно до частинок змінюють свою енергію та імпульс під час зіткнення з електронами, змінюючи при цьому довжину хвилі випромінювання.

Австрійський фізик Отто Роберт Фриш у 1933 р. продемонстрував відхилення пучка атомів Na резонансним випромінюванням, тобто фотонами, енергія яких збігалася з різницею енергій збудженого та основного стану атомів [146].

З появою лазерів, високоінтенсивних джерел випромінювання, розпочався новий етап досліджень взаємодії світла з частинками. Радянський фізик Гурген Аскар'ян у 1962 р. показав, що у лазерному пучку градієнт інтенсивності викликає появу градієнтної сили, яка може переміщувати заряджені та поляризовані частинки. У 1969 р. американський дослідник Артур Ашкін лазерним випромінюванням прискорив частинки у колоїдному розчині й показав, що за допомогою випромінювання можна створити для частинки оптичну пастку (Нобелівська премія з фізики 2018 р.) [104; 147].

Температура газу визначається середньою швидкістю його атомів або молекул. Якщо загальмувати лазерним випромінюванням атоми або молекули, то температура газу знизиться. У 1975 р. два різних методи лазерного охолодження були запропоновані двома групами дослідників – американцями Девідом Вайнлендом і Гансом Демельтом, а також німцем Теодором Хеншем і американцем Артуром Шавловим. Лазерне охолодження уможливило отримання температури газу у 100 нК. У 1997 р. «за розроблення методів охолодження та захоплення атомів лазерним випромінюванням» американці Стівен Чу, Вільям Філліпс та француз Клод Коеп-Таннуджі отримали Нобелівську премію з фізики. «За розробку методу утримання одиночних іонів» Ганс Демельт разом з німцем Вольфгангом Паулі стали у 1989 р. нобелівськими лауреатами з фізики. У 2012 р. Девід Вайнленд та француз Серж Арош отримали Нобелівську премію з фізики за «створення проривних технологій маніпулювання квантовими системами».

Лазерне охолодження. Атоми, наприклад Na, за кімнатної температури мають швидкість 10^3 м/с. Під час охолодження частоту лазерного випромінювання підтримують трохи меншою за частоту резонансного поглинання атомів. Тоді для атомів, які летять назустріч лазерному пучку, доплерівський приріст частоти забезпечує резонансне поглинання лазерного випромінювання атомами і їх збудження, після чого відбувається ізотропне спонтанне випромінювання цих атомів. Атом у процесі вимушеного поглинання і спонтанного випромінювання зменшує свою швидкість на 0,03 м/с і потрібно приблизно 10^4 актів поглинання та випромінювання, щоб знизити температуру до 100 мкК (реально – до 500 мкК). Такий метод лазерного охолодження називають доплерівським і він дозволяє знизити температуру до $T = \hbar\gamma/2k_B$, де \hbar – зведена стала Планка; γ – природна ширина спектральної лінії атома; k_B – стала Больцмана.

До 10 мкК можна охолодити атоми за допомогою сізифова (інакше – градієнтного) охолодження, яке ґрунтується на сповільненні атомів в електричному полі стоячої хвилі, утвореної двома зустрічними хвилями з ортогональними поляризаціями. Для рухомого атома на шляху $\lambda/2$ поляризація змінюється з лінійної на ліву колову, знову лінійну, але вже ортогональну початковій, праву колову і, зрештою, на початкову лінійну, але з фазовою затримкою π . Така зміна поляризації і, відповідно, електричного поля викличе зсув енергетичних рівнів атома внаслідок змінного ефекту Штарка на величину ΔE_{atom} . Якщо

дворівневий атом опромінювати лазерним випромінюванням з частотою $\nu_0 + \delta\nu$, де $\delta\nu$ – відстройка частоти лазерного випромінювання від резонансної частоти (частоти атомного переходу) ν_0 , то населеність його збудженого рівня коливатиметься з частотою Рабі ν_R (див. підрозд. 14.5 [3]). За один цикл енергія атома зменшується на величину ΔE_{atom} .

Лазерне захоплення частинки. На частинку, яка потрапила у лазерний пучок, діють п'ять сил – сила тяжіння \mathbf{F}_g , сила Архімеда \mathbf{F}_{Ar} , розсіювальна сила \mathbf{F}_{sc} (тиск світла), градієнтна сила \mathbf{F}_∇ та сила Стокса \mathbf{F}_{St} (сила тертя, яка з'являється під час руху частинки). Якщо для рівнодійної цих сил \mathbf{F} виконується умова

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_g + \mathbf{F}_{Ar} + \mathbf{F}_{sc} + \mathbf{F}_\nabla + \mathbf{F}_{St} = 0, \quad (14.36)$$

то частинка виявляється захопленою оптичною пасткою і стає майже нерухомою, якщо не враховувати броунівські поштовхи з боку молекул середовища, в якому перебуває частинка. Установку, яка формує оптичну пастку для частинок, називають оптичним або лазерним пінцетом, щоб підкреслити можливість не тільки захоплення частинки, але й маніпулювання нею.

Розгляньмо сили, які діють на сферичну діелектричну частинку з показником заломлення n та радіусом $a \ll \lambda$, якщо частинка перебуває у рідині з показником заломлення n_0 і її освітлює збіжний лазерний пучок з довжиною хвилі λ та потужністю P (рис. 14.11).

Сили тяжіння та Архімеда можна об'єднати у формулі

$$\mathbf{F}_g + \mathbf{F}_{Ar} = \frac{4}{3} \pi a^3 (\rho - \rho_0) \mathbf{g}, \quad (14.37)$$

де ρ – густина частинки; ρ_0 – густина рідини; \mathbf{g} – напруженість гравітаційного поля (прискорення вільного падіння).

Тиск світла викликає появу розсіювальної сили, яка може бути подана як [141]

$$\mathbf{F}_{sc} = \frac{8}{3} \pi k^4 (2a)^6 \frac{n_0}{c} \left(\frac{n^2 - n_0^2}{n^2 + 2n_0^2} \right)^2 \mathbf{S}, \quad (14.38)$$

де k – хвильове число ($k = 2\pi/\lambda$); c – швидкість світла у вакуумі; \mathbf{S} – вектор Пойнтінга. Модуль вектора Пойнтінга можна наближено

замінити середньою інтенсивністю лазерного пучка I , так що вздовж осі пучка Z діє розсіювальна сила

$$F_{sc,z} = K_1 \frac{n_0 a^6 I}{c \lambda^4} \left(\frac{n^2 - n_0^2}{n^2 + 2n_0^2} \right)^2, \quad (14.39)$$

де $K_1 = 8,36 \cdot 10^5$.

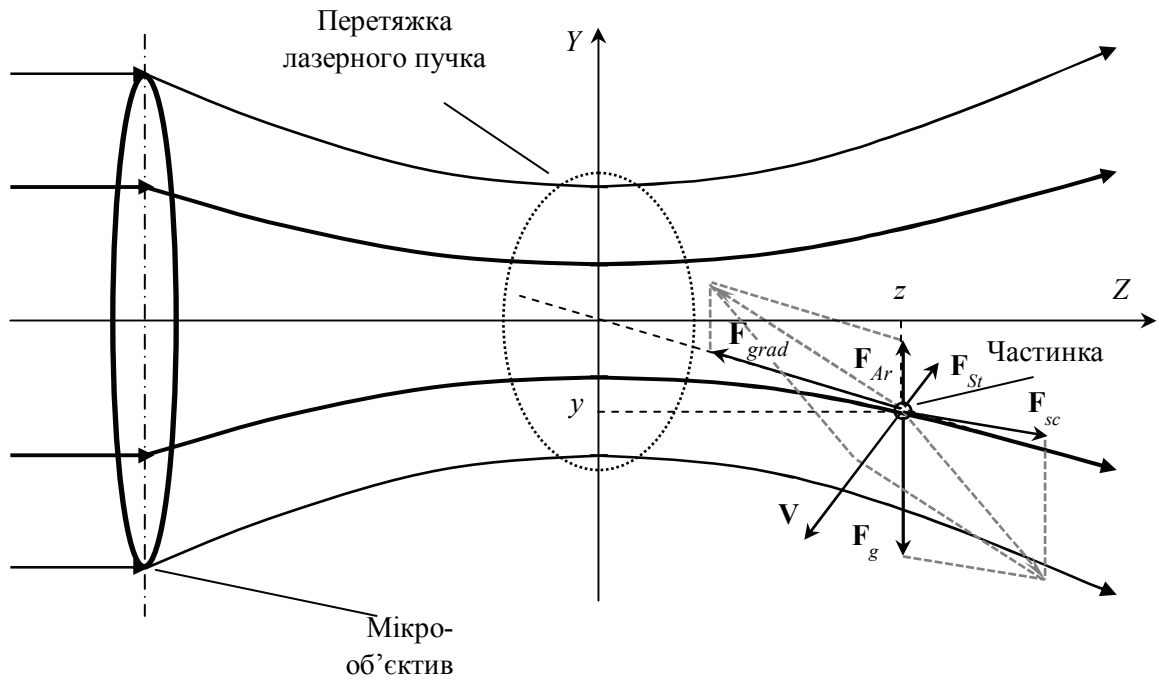


Рис. 14.11. Сили, які діють на частинку біля перетяжки лазерного пучка

Для гауссова профілю лазерного пучка інтенсивність випромінювання

$$I \equiv I(x, y, z) = I_0 \left[\frac{w_0}{w(z)} \right]^2 \exp \left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{w^2(z)} \right],$$

де за радіуса перетяжки w_0 осьова інтенсивність пучка

$$I_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2},$$

а радіус пучка на відстані z від перетяжки

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2}.$$

Градiєнтна сила описується формулою [141]

$$\mathbf{F}_\nabla = \frac{16\pi a^3 n_0}{c} \left(\frac{n^2 - n_0^2}{n^2 + 2n_0^2} \right) \nabla |\mathbf{S}|, \quad (14.40)$$

де $\nabla |\mathbf{S}|$ – градієнт модуля вектора Пойнтінга, який є градієнтом інтенсивності випромінювання ∇I ; останній є векторною величиною, яку можна виразити через суму добутків одиничних векторів \mathbf{e}_x , \mathbf{e}_y та \mathbf{e}_z на відповідні окремі похідні:

$$\nabla I = \frac{\partial I}{\partial x} \mathbf{e}_x + \frac{\partial I}{\partial y} \mathbf{e}_y + \frac{\partial I}{\partial z} \mathbf{e}_z.$$

Силу Стокса можна подати формулою

$$\mathbf{F}_{St} = 6\pi a \eta \mathbf{V}, \quad (14.41)$$

де \mathbf{V} – швидкість частинки у середовищі з коефіцієнтом динамічної в'язкості η .

Рівняння (14.37), (14.39), (14.40) та (14.41) є основою математичної моделі оптичного пінцета.

Приклад 14.4. На осі Z паралельного гауссова пучка міститься частинка двоокису титану TiO_2 радіусом $a = 10$ нм. Нехтуючи осіданням частинки, побудувати залежності швидкості частинки від часу $V_a(t)$ у повітрі та $V_w(t)$ у воді за таких параметрів:

- початкові швидкості частинки $V_a(0) = V_w(0) = 0$;
- довжина хвилі випромінювання $\lambda = 450$ нм;
- потужність випромінювання $P = 10$ Вт;
- радіус пучка $w_0 = 0,5$ мм;
- густина частинки $\rho = 4050$ кг/м³;
- показник заломлення частинки $n = 2,49$;
- показник заломлення повітря $n_{a0} = 1,0$;
- коефіцієнт динамічної в'язкості повітря $\eta_a = 1,8 \cdot 10^{-5}$ Па·с;
- показник заломлення води $n_0 = 1,33$;
- коефіцієнт динамічної в'язкості води $\eta = 8,9 \cdot 10^{-4}$ Па·с.

Припускаючи, що частинка міститься на осі пучка і на неї діють тільки розсіювальна сила (14.39) та сила Стокса (14.41), знайдемо залежність швидкості частинки від часу дії на неї світла t . Наразі закон збереження імпульсу можна записати як

$$mV = (F_{sc,z} - F_{St})t, \quad (14.42)$$

де маса частинки $m = 4\pi a^3 \rho / 3$. Підставляючи формули (14.39) та (14.41) у рівняння (14.42), отримаємо залежність швидкості частинки від часу її освітлення:

$$V(t) = \frac{K_2 n_0 a^5 P t}{c \lambda^4 w_0^2 (2a^2 \rho + 9\eta t)} \left(\frac{n^2 - n_0^2}{n^2 + 2n_0^2} \right)^2, \quad (14.43)$$

де $K_2 = 2,54 \cdot 10^5$.

На рис. 14.12 зображено побудовану за формулою (14.43) за допомогою програми *Mathcad* залежність $V(t)$ для руху частинки у повітрі та у воді. Із графіків видно, що у повітрі швидкість частинки стабілізується через 100 нс на рівні 200 нм/с, тоді як у воді – через 5 нс на рівні приблизно 3 нм/с.

Назвімо напрями нанотехнологій, в яких лазерний пінцет міг би бути корисним:

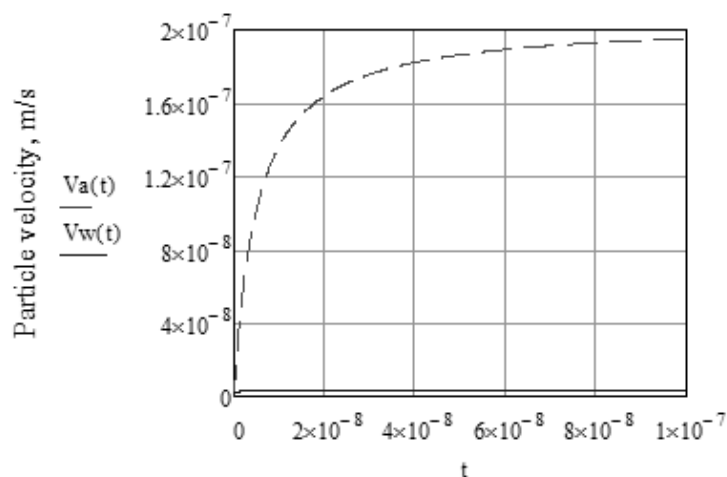
- синтез наноструктурованих метаматеріалів;
- створення наносенсорів;
- виготовлення наноінструменту для оброблення матеріалів;
- нанолітографія;
- генна інженерія;
- синтез нових органічних молекул.

Оптична решітка як пастка для атома. Створити пастку для атома можна не тільки перетяжкою лазерного пучка, а й стоячою хвилею, утвореною внаслідок інтерференції зустрічних лазерних пучків. Стояча хвиля утворює своїм електричним полем *оптичну решітку* (англ. *optical lattice*), в якій атом займає положення з мінімальною потенціальною енергією. Для атома періодичну зміну потенціальної енергії можна створити вздовж однієї осі (1D-решітка), а також вздовж двох (2D-решітка) та трьох (3D-решітка) взаємно ортогональних осей, використовуючи відповідно інтерференцію двох, чотирьох або шести зустрічних пучків.

Як було розглянуто на початку глави, електричне поле \mathbf{E} індукує в атомі електричний дипольний момент \mathbf{p} , унаслідок чого енергетичні рівні атома зміщуються на величину $\Delta E = \mathbf{pE}$ (*ефект Штарка*) і відповідно змінюється потенціальна енергія атома. Змінне електричне поле світлової хвилі викликає *змінний ефект Штарка* (англ. *alternate-current Stark effect*), який проявляється у зміщенні рівнів атома на величину

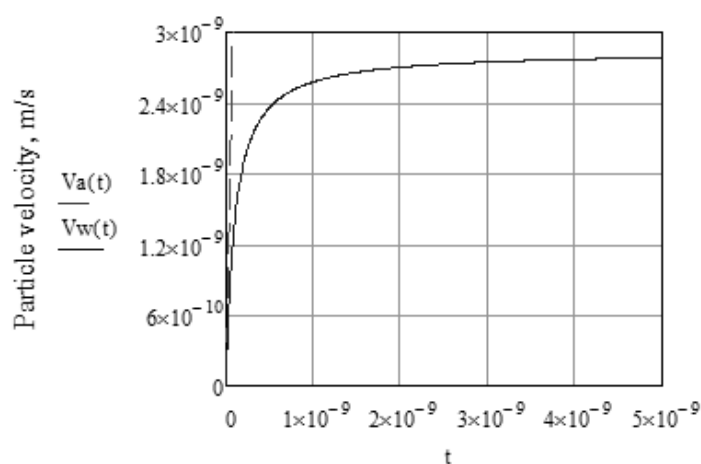
$$\Delta E_{atom} = -h \frac{\nu_R^2}{4\delta\nu},$$

де частота Рабі $\nu_R = \mathbf{pE}/h$.



Irradiation time, s

а



Irradiation time, s

б

Рис. 14.12. Залежність швидкості частинки від часу її освітлення для руху у повітрі (а, пунктирна крива) та воді (б, суцільна крива)

Для дворівневого атома частота R_{ab} визначає частоту коливання населеності збудженого рівня у полі майже резонансного випромінювання. У стоячій хвилі ця частота подвоюється, й оптичний потенціал решітки $V_{lat}(x)$ вздовж її осі x , а відповідно й енергія основного рівня атома, набувають вигляду

$$V_{lat}(x) = \frac{2\pi v_R^2}{\delta v} \sin^2(kx),$$

де k – хвильове число.

Якщо $\delta\nu > 0$, атом прямує до мінімуму інтенсивності стоячої хвилі, а якщо $\delta\nu < 0$ – до максимуму (рис. 14.13).

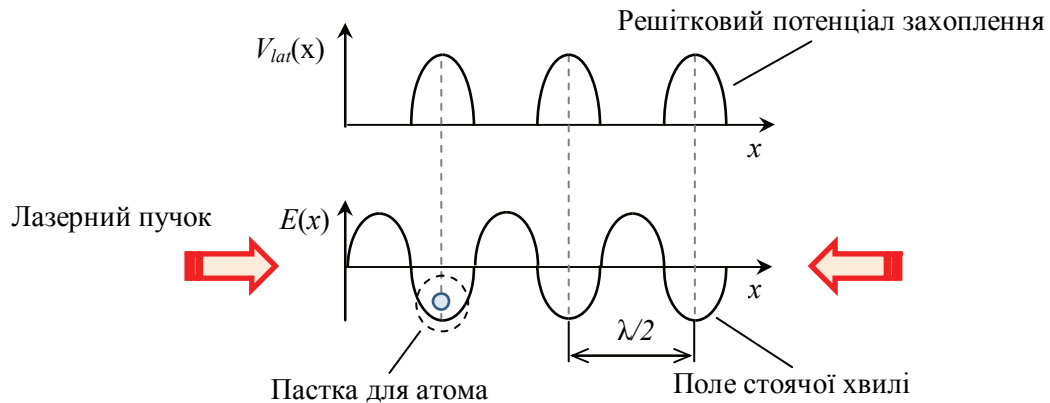


Рис. 14.13. Принцип дії оптичної 1D-решітки – захоплення атома мінімумом електричного поля стоячої хвилі, утвореної зустрічними лазерними пучками ($\delta\nu > 0$)

Оптична решітка де в чому схожа на кристалічну решітку твердого тіла:

- атоми у вузлах оптичної решітки подібні до валентних електронів у кристалі;
- тунелювання атомів між вузлами оптичної решітки подібне до переміщення електронів у просторово періодичному полі позитивних іонів кристалічної решітки.

«Кристали світла» відрізняються від кристалів речовини тим, що:

- період кристалічної решітки становить приблизно 0,1 нм, а оптичної – $\lambda/2$ (сотні нанометрів);
- в оптичній решітці немає дефектів, притаманних кристалічній решітці, і на неї не впливають вібрації.

Оптичну решітку використовують для:

- охолодження атомів (до 1 нК);
- створення атомних годинників;
- сортування атомів та наночастинок;
- побудови фотонних кристалів;
- оброблення квантової інформації;
- отримання найвужчих спектральних ліній атомів, не збурених ефектом Доплера та віддачею.

Формування лазерних пучків з незвичними властивостями.

Традиційно вважалося, що нічого кращого за гауссів пучок в оптиці не може бути. До гауссова профілю вихідного пучка приходить резонатор Фабрі-Перо після 300 відбиттів у ньому збуджуючого пучка з прямокутним профілем, як це показали в комп'ютерно-модельному експерименті А. Фокс та Т. Лі (див. підрозд. 13.7 [3]). З точки зору хвильової оптики гауссів пучок є «найкращим наближенням одиничного променя, яке тільки допускає дифракція, або пучка параксіальних променів», а з позиції квантової механіки гауссів хвильовий пакет має мінімальну невизначеність, а отже, найвищу спрямованість [148]. Попри таку ідеалізацію гауссова пучка сучасним оптикам вдалося сформулювати нові типи пучків, які мають негауссів профіль інтенсивності та долають, принаймні на деяких відрізках шляху, дифракційне обмеження. Розгляньмо коротко властивості деяких із цих пучків.

Оптична голка (англ. *optical needle*) – це лазерний промінь діаметром менше $\lambda/2$ і завдовжки в десятки λ , який формують різними методами, спрямованими на те, щоб дифракцією на множині апертур та інтерференцією подолати дифракційну межу Аббе $\lambda/2$.

Методи формування оптичної голки почали досліджувати трохи більше 10 років тому і було запропоновано використати її для наноскопії, оптично-променевої літографії, прискорення частинок та оптичної дискової пам'яті. Фокусування мікрооб'єктивом гауссова пучка з лінійною поляризацією формує перетяжку лазерного пучка з невеликою відстанню Релея $z_R = \pi w_0^2 / \lambda$ – осьовою відстанню від центра перетяжки до перерізу пучка, де радіус пучка w зростає в $\sqrt{2}$ разів порівняно з радіусом перетяжки w_0 (рис. 14.14, а). Для формування оптичної голки використовують випромінювання з радіальною поляризацією, яка виникає у разі його пропускання крізь нематичний рідкий кристал із певною орієнтацією його молекул, скляний конус, твірна якого нахилена до оптичної осі під кутом Брюстера або ж бінарну фазову пластину (щось на зразок лінзи Френеля) разом з високоапертурним мікрооб'єктивом (рис. 14.14, б).

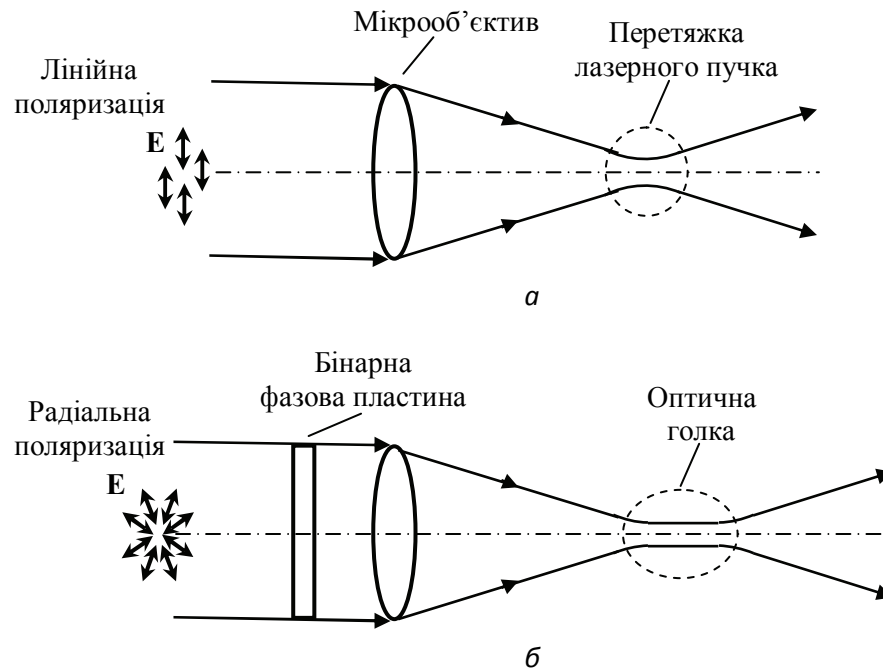


Рис. 14.14. Фокусування лінійно поляризованого (а) та радіально поляризованого (б) випромінювання з утворенням в останньому випадку видовженої перетяжки лазерного пучка – оптичної голки

Радіальна поляризація (рис. 14.15, з) відрізняється від лінійної (рис. 14.15, в) тим, що за лінійної поляризації, наприклад вертикальної, вектор електричного поля у всіх точках перерізу лазерного пучка залишається вертикальним, а за радіальної – спрямованим до центра і від центра. Дослідження показали, що серед відомих видів поперечної поляризації (лінійної, колової, еліптичної, азимутальної та радіальної) випромінювання з радіальною поляризацією у разі фокусування утворює найменшу фокальну пляму, а у перетяжці лазерного пучка наявна поздовжня компонента електромагнітного поля, яка краще захоплює наночастинки. Раніше вчені вважали, що у вільному просторі плоска електромагнітна хвиля є чисто поперечною. Виявилося, що у перетяжці сильно сфокусованого лазерного пучка наявна компонента з поздовжньою поляризацією, тобто вектор електричного поля світлової хвилі має компоненту вздовж осі пучка.

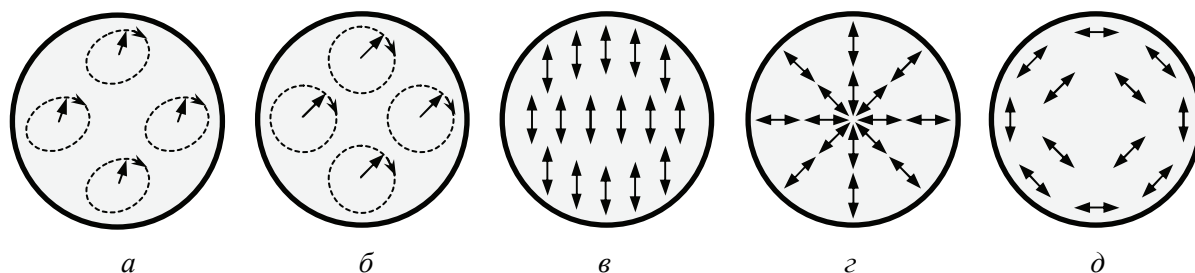


Рис. 14.15. Коливання вектора електричного поля у різних точках перерізу лазерного пучка за еліптичної (а), колової (б), лінійної (в), радіальної (г) та азимутальної (д) поляризації

Оптична голка на невеликій відстані демонструє ідею недифрагуючого пучка (англ. *nondiffracting beam*), яку вже понад 30 років фізики намагаються втілити у життя, у той чи інший спосіб змінюючи умови дифракції гауссова пучка. Одним із таких пучків є бessel-гауссів пучок, який має у перерізі амплітуду електричного поля [149]

$$E(r, t) = E_0 J_0(qr) \exp[i(\beta z - \omega t)], \quad (14.44)$$

де $r^2 = x^2 + y^2$; E_0 – осьова амплітуда електричного поля; $J_0(qr)$ – функція Бесселя нульового порядку першого роду; q – коефіцієнт; β – стала поширення; ω – колова частота випромінювання. Якщо $q = 0$, формула (14.44) описує плоску хвилю, за $0 < q \leq \omega/c$ – недифрагуючий пучок, причому за $q = \omega/c$ пучок має мінімальний діаметр, наближено рівний $3\lambda/4$.

14.7. Технології нанофотоніки

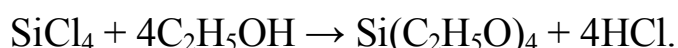
Технології виготовлення наночастинок. Наночастинки отримують шляхом фізичного або хімічного синтезу, а також біосинтезу.

Фізичний синтез здійснюють такими методами, як іонне розпилення, імпульсне електроосадження, електроліз та лазерна абляція. Хімічний синтез передбачає відновлення металу із солі.

Біосинтез ґрунтується на здатності деяких бактерій, ензимів, грибів та рослин продукувати металічні наночастинки. Так, наприклад, наночастинки срібла можна отримати за допомогою аспергилів (аеробних пліснявих грибів), а золота – за участю люцерни.

Багато цікавих можливостей відкрив синтез діелектричних наночастинок, особливо SiO_2 . У 1967 р. німецький вчений Вернер Стюбер розробив технологію виготовлення частинок SiO_2 сферичної форми із заданим діаметром у межах 50–2000 нм [150]. Згодом нижню межу вдалося зменшити до 5 нм.

Процес Стюбера починається з того, що змішуючи дві рідини – хлорид кремнію SiCl_4 та етанол $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$, – отримують етилсилікат $\text{Si}(\text{C}_2\text{H}_5\text{O})_4$:



Утворення частинок двоокису кремнію SiO_2 відбувається за домішування до етилсилікату води:



Каталізатором процесу, завдяки якому частинки SiO_2 набувають сферичної форми, є аміак. Завдяки тому, що хімічні реакції протікають за $\text{pH} > 7$, наночастинки не злипаються, оскільки несуть негативний заряд і відштовхуються одна від одної. Для формування однорідної суспензії використовують ультразвукове перемішування розчину.

У 1992 р. голландський фізик Альфонс ван Блаадерен розробив технологію флуоресцентних наночастинок SiO_2 , за якою структура частинки складалася з ядра, легованого барвником, та нелегованої оболонки [151]. Цікаво, що наявність пасивної діелектричної оболонки може у 30 разів збільшити яскравість світіння флуоресцентного ядра. Удосконалення цієї технології дозволило створити яскраві точкові джерела флуоресцентного випромінювання, які майже не поступаються напівпровідниковим квантовим точкам.

Ядро-оболонкова наночастинка (англ. *core-shell nanoparticle*), як її стали називати, може бути синтезована у вигляді напівпровідникового нанокристала зі структурою (квантова точка)-оболонка, наприклад, CdS/ZnS , CdSe/ZnS , CdSe/CdS або InAs/CdSe . Оболонка не тільки захищає квантову точку від негативного впливу середовища, але й збільшує її квантову ефективність. Це відбувається тому, що оболонка пасивує поверхневі енергетичні рівні квантової точки, розміщені поблизу середини забороненої зони, вони не спрацьовують як пастки для носіїв заряду і енергія рекомбінації носіїв заряду не витрачається на генерацію довгохвильових фотонів паразитного випромінювання (див. підрозд. 10.2 [3]).

Кадмій є токсичною і канцерогенною речовиною, тому його не використовують у наночастинках біомедичного призначення, замінюючи його на безпечні для людини цинк та срібло (оксид цинку та солі срібла є антисептичними засобами). Фотолюмінесцентні квантові точки ZnTe/ZnSe та $\text{AgInS}_2/\text{ZnS}$ мають квантову ефективність до 24 % і змінюють колір видимого випромінювання залежно від товщини оболонки. Квантової ефективності 60 % досягають у наночастинках InP/ZnS , $\text{CuInS}_2/\text{ZnS}$ та ZnSe/InP/ZnS , а у наночастинках InP/ZnS та ZnS/CuInS_2 – навіть 80 % [152].

Технології вирощування напівпровідникових нанодротів. Нанодрти, як і наночастинки, є важливими елементами технологій нанофотоніки. Розгляньмо одну з таких технологій – молекулярне самоскладання кристалічних кремнієвих нанодротів [153].

Нанодріт – це наноструктура, діаметр якої дорівнює одиницям або десяткам нанометрів, а довжина може на багато порядків перевищувати діаметр. Різновидом такої наноструктури є молекулярний нанодріт, який має вигляд ланцюжка, складеного з однакових структурних елементів. Прикладом молекулярного нанодроту в живій природі є ДНК. Найменший нанодріт може бути утворений трьома атомами металу, вишикованими в лінію. Неорганічні нанодрти виготовляють із металів (Ag, Au, Ni, Pt, Cu та ін.), напівпровідників (Si, InP, GaN, CdS, TiO_2 тощо) та діелектриків (SiO_2 , MoO_3 , Al_2O_3 , NiO, VO_2 і т. д.).

Є два підходи до виготовлення нанодротів – нисхідний та висхідний. Перший підхід передбачає відсікання зайвого від великого шматка матеріалу методами літографії та травлення. Другий підхід ґрунтується на вирощуванні нанодроту зі структурних елементів. Зрозуміло, що вирощування напівпровідникових нанодротів за висхідною технологією означає значну економію дорогого матеріалу і меншу вартість вихідної продукції.

Одним із методів вирощування нанодротів є *самоскладання* – процес упорядкованого розміщення елементів деякої структури, керований властивостями елементів та зовнішніми умовами. Самоскладання можна розглядати як різновид самоорганізації – процесу утворення та упорядкування деякої структури внаслідок накладання на неупорядкований рух сил взаємодії елементів між собою.

Молекулярне самоскладання – це процес утворення молекулами упорядкованої структури під дією сил нековалентного зв'язку.

Ковалентний зв'язок як форма хімічного зв'язування атомів утворюється у разі перекриття зовнішніх електронних оболонок атомів та переходу частини електронів у спільну «власність» обох атомів. Наприклад, у молекулі водню ковалентний зв'язок утворено парою електронів, яка не дає атомам ні відштовхуватися один від одного, ні притягатися, підтримуючи динамічну стійкість молекули.

Нековалентний зв'язок значно слабший за ковалентний. Прикладами нековалентного зв'язку є такі:

- водневий зв'язок;
- металевий зв'язок;
- π - π -зв'язок;
- вандерваальсова взаємодія.

Водневий зв'язок утворюється у разі притягування атомом водню електронегативного атома (наприклад, фтору, кисню, азоту) іншої молекули або групи атомів органічної молекули, відповідальної за хімічні реакції певної молекули (хімічної або функціональної групи). Водневий зв'язок більш як на порядок слабкіший за ковалентний зв'язок, а інші види нековалентного зв'язку приблизно на порядок слабкіші за водневий зв'язок.

Металевий зв'язок – це взаємодія позитивних іонів – вузлів кристалічної решітки – з електронним газом, завдяки якій іони та електрони утворюють стабільну структуру твердого тіла і не розлітаються за його межі.

π - π -зв'язок означає взаємодію молекул унаслідок перекриття їх атомних орбіталей. Перехід від поняття «орбіта електрона» до поняття «орбіталь» пов'язаний з необхідністю квантово-механічного описання поведінки електрона в атомі. Унаслідок дії принципу невизначеності поняття траєкторії електрона втрачає сенс у межах атома. Якщо у класичній механіці електрон можна було подати зарядженою кулькою радіусом $\sim 10^{-15}$ м та масою $\sim 10^{-30}$ кг, то за квантово-механічного описання електрон ніби «розмазується» по сферичній поверхні й кожній точці поверхні можна приписати ймовірність знайти в ній електрон. На утвореній таким чином орбіталі може перебувати

один або два електрони. Орбіталь відображає хвильові властивості електрона. Свого часу одним з аргументів на підтвердження гіпотези де Бройля про наявність у частинок хвильових властивостей був той факт, що на стаціонарній орбіті атома вкладається ціле число довжин хвиль де Бройля для електрона (див. підрозд. 4.4 [3]).

Вандерваальсова взаємодія – це взаємодія електрично нейтральних атомів або молекул, за якої на малій відстані, коли заповнені електронні оболонки стикаються одна з одною, атоми або молекули відштовхуються, а на більшій відстані – притягуються.

Ультрафіолетова нанолітографія. Створення більш швидкісних комп'ютерів вимагає від розробників надвеликих інтегральних схем процесорів переходу на технологічні процеси, в яких ширина лінії провідника w не перевищує десятків нанометрів. Традиційна фотолітографія, описана у підрозд. 11.9 [3], обмежена дифракцією на мікрооб'єктиві, який проектує зображення елементів схеми на фоторезист, нанесений на підкладку. Дифракційна межа Аббе, здавалося б, робить неможливою фотолітографію з $w < \lambda/2$. Тим не менше у 2017 р. американська компанія *Intel* виготовляла ребристі польові транзистори за 10-нм технологічним процесом, який уможливив розміщення 100 млн транзисторів на 1 мм^2 кремнієвої пластини.

Технологія планарних транзисторів, яку виробники інтегральних схем використовували протягом декількох десятиліть, стала неспроможною за $w = 20 \text{ нм}$. У ребристому польовому транзисторі (англ. *fin field effect transistor*, *FinFET*) інверсний канал між джерелом (витоком) та стоком зроблений у вигляді ребра, перпендикулярного підкладці, і затвор охоплює канал з обох боків, що збільшує площу контакту, а зрештою, покращує характеристики транзистора. До 2020 р. основні виробники мікропроцесорів мають перейти на 5-нм технологічний процес. Зауважмо, що в лабораторіях дослідники продемонстрували транзистори навіть з меншими розмірами елементів та заявили про створення одноатомних транзисторів, але до масового виробництва таких транзисторів ще далеко.

Для ультрафіолетової літографії (англ. *extreme ultraviolet*, *EUV*, *lithography* – літографія у дальньому ультрафіолетовому діапазоні) використовують ексимерний ArF-лазер ($\lambda = 193 \text{ нм}$).

Інтегральна оптика. Вражаючі успіхи інтегральної електроніки спонукали оптиків наприкінці 1960-х років шукати шляхи створення плоских оптичних елементів та їх інтеграції на діелектричній підкладці [154].

Інтегрально-оптичні хвилеводи, як і волоконно-оптичні, ґрунтуються на явищі повного внутрішнього відбиття світла, яке створюється за рахунок більшого показника заломлення хвилеводу, ніж підкладки та поверхневого шару. Розрізняють планарні та канальні хвилеводи. Планарний хвилевід – це плівка на поверхні підкладки, яка з обох боків обмежує світло і на якій зазвичай створюють плоскі оптичні елементи. Канальний хвилевід має обмеження світла з чотирьох боків і нагадує за властивостями оптичне волокно.

Для виготовлення інтегрально-оптичних хвилеводів використовують:

- аморфні матеріали (скло, плавлений кварц SiO_2 , оксид танталу Ta_2O_5);
- кристали (ніобат літію LiNbO_3 , танталат літію LiTaO_3 , титанат літію LiTiO_3 , арсенід галію GaAs);
- полімери (поліметилметакрилат, полістирол, поліуретан).

Хвилеводи можна створювати нанесенням на підкладку тонкого шару матеріалу з більшим показником заломлення такими методами, як епітаксія, іонне розпилення, плазмова полімеризація, або збільшенням показника заломлення поверхневого шару підкладки за допомогою дифузії, іонної імплантації, протонного бомбардування.

Плоску лінзу створюють, формуючи на поверхні планарного хвилеводу локальне потоншення або потовщення (лунку або пагорб) чи наносячи діелектричні дифракційні ґрати зі змінним періодом. Із двох лінз зі збіжними переднім та заднім фокусами утворюють коліматор.

У планарному хвилеводі можна збудити поверхневу акустичну хвилю, яка сформує фазові (об'ємні) дифракційні ґрати, на яких відбуватиметься дифракція Бреґґа. Для цього на кристалі ніобату літію LiNbO_3 , в якому, окрім електрооптичного, спостерігається ще й п'єзоелектричний ефект, методом дифузії титану Ti створюють планарний хвилевід і напіляють електроди зустрічно-штирьової системи. Подаючи на цю систему змінну напругу, за рахунок п'єзоелектричного

ефекту збуджують у хвилеводі стоячу акустичну хвилю, яка викликає просторову модуляцію показника заломлення планарного хвилеводу і створює брегівські ґрати (рис. 14.15). Якщо спрямувати на ґрати пучок розбіжних чи збіжних променів, то дифракція спостерігатиметься тільки для променя, який задовольняє умову Брегга $2\bar{n}d \sin \theta = \lambda$, де \bar{n} – середній показник заломлення кристала; d – період ґрат, рівний половині довжини акустичної хвилі, $d = \Lambda/2$; θ – кут падіння і дифракції променя; λ – довжина хвилі випромінювання.

В інтегрально-оптичному спектроаналізаторі, зображеному на рис. 14.16 (виготовленому у США ще у 1980 р. на кристалі розміром $7 \times 2,5 \times 0,5$ см³), період брегівських ґрат визначається частотою радіохвилі. Якщо в радіохвилі наявні декілька частот, то стільки ж формується в планарному хвилеводі брегівських ґрат і стільки ж променів спрямовується на матрицю фотоприймачів. Кожній частоті відповідає свій дифрагований промінь і свій фотоприймач, який його приймає. Так, за наявністю сигналів на певних виходах матриці фотоприймачів визначають спектр радіолокаційного сигналу, який є унікальним кодом. За цим кодом, наприклад, пілот військового літака визначає, чий (свій чи чужий) радар за ним стежить і реагує на можливу загрозу.

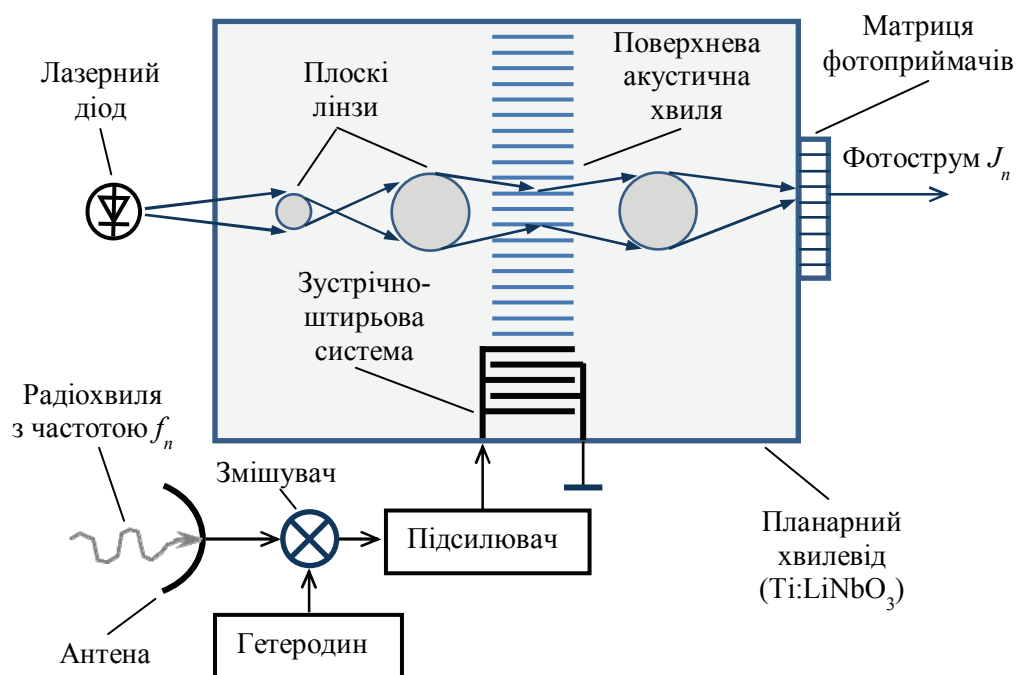


Рис. 14.16. Спектроаналізатор на основі інтегрально-оптичної схеми

Канальні хвилеводи використовують як для підведення світла до плоских оптичних та оптоелектронних компонентів інтегрально-оптичної схеми, так і для їх створення.

Кільце з канального хвилеводу утворює кільцевий резонатор, в який світло вводять за рахунок еванесцентної хвилі лінійного канального хвилеводу, збудженого лазерним випромінюванням (рис. 14.17). За симетричного збудження резонатора у ньому виникає стояча хвиля, пучності якої залишаються нерухомими у разі обертання резонатора навколо осі, яка проходить через центр кільця перпендикулярно до його площини, тобто такий резонатор можна використовувати як датчик абсолютної кутової швидкості (швидкості обертання відносно інерціальної системи координат, осі якої утворено напрямками на навігаційні зірки).

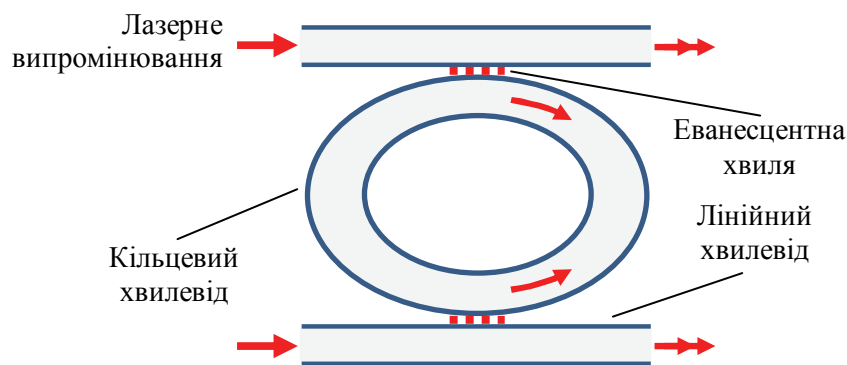


Рис. 14.17. Кільцевий інтегрально-оптичний резонатор

Два паралельні канальні хвилеводи з об'єднаними входами та виходами створюють інтегрально-оптичний інтерферометр Маха–Цендера, який можна використати і як сенсор, і як модулятор (див. підрозд. 4.2 [17]).

Уведення випромінювання в інтегрально-оптичні хвилеводи здійснюють за допомогою призми, притиснутої до хвилеводу або дифракційних ґрат, виготовлених на поверхні хвилеводу, іноді – фокусуванням випромінювання на його торці.

Метаматеріали – це композитні матеріали, фізичні властивості яких сильно відрізняються від властивостей складових матеріалів (грецьке «мета» означає «над», тобто це – надматеріали). Тут розглядатимемо лише електромагнітні метаматеріали, хоча з часом створюють,

мабуть, й акустичні метаматеріали. Електромагнітними метаматеріалами у широкому розумінні можна вважати надрешітки (див. підрозд. 16.10 [3]) та фотонні кристали, хоча це анізотропні матеріали, у вузькому – це мають бути квазіізотропні матеріали, елементи структури яких значно менші за λ . Метаматеріали можуть бути як штучного, так і природного походження.

Перші моделі метаматеріалів з'явилися у XIX ст., коли фізики, не знаючи мікроструктури матеріалів, намагалися пояснити притаманні їм фізичні властивості за допомогою сумарної дії різного роду елементарних механізмів, убудованих у матеріал:

- пояснення електростатичної індукції за допомогою діелектричного середовища з провідниковими частинками та перше подання гетероструктурного середовища ефективним однорідним середовищем (Оттавіано Москотті, 1846 р. [155]);

- подання речовини множиною електричних дипольних осциляторів у роботах 1880 р. Людвіга Лоренца та Хендрика Лоренца [97];

- аналіз Джоном Стреттом (лордом Релеєм, 1892 р.) тепло- та електропровідності вигаданого ним діелектричного середовища з періодично розміщеними та ортогонально орієнтованими провідниковими циліндриками [156].

Уперше про можливість існування систем, в яких фазова та групова швидкості мають протилежні знаки, написав у 1904 р. англійський математик та фізик Горацій Лемб [157]. Здавалося, це суперечило здоровому глузду. Але у 1951 р. запрацювали перші лампи зворотної хвилі, в яких фазова та групова швидкості були протилежно спрямовані. Електрони у цих лампах рухались із фазовою швидкістю в один бік, а потік їхньої енергії з груповою швидкістю – у протилежний.

У фізиків XIX ст. не було комп'ютерів і їхні моделі метаматеріалів ґрунтувалися на тодішніх уявленнях про структуру речовини і фізичній інтуїції. Сучасні фізики, оснащені потужними комп'ютерами та прикладними програмами, а також знаннями про будову матерії, мають можливість створювати віртуальні метаматеріали, наприклад, із зануреними у діелектричне середовище матрицями металевих структур довільної форми (менших за λ) і спостерігати на екрані монітора, як ці матеріали заломлюють та відбивають світло. Нанотехнології дозволяють реалізувати найбільш цікаві теоретичні побудови фізиків

і створити метаматеріали із властивостями, непритаманними природним матеріалам.

Теоретичні дослідження можливих варіантів реалізації електромагнітних метаматеріалів, проведені у 1940–1960-х роках, показали, що основою нового матеріалу має бути діелектрик, а елементи штучної структури повинні виготовлятися з металу, причому ці елементи мають проявляти в електромагнітному полі резонансні властивості. Для досягнення квазіоднорідності, яка значно спрощувала розрахунок і дозволяла оперувати параметрами ефективного однорідного середовища (як це і пропонував Москотті), розміри елементів та відстані між ними мають бути значно меншими за λ . Перші метаматеріали були створені у другій половині XX ст. у гігагерцовому радіодіапазоні і знайшли практичне застосування в американських літаках-невидимках «Стелз» (англ. *stealth* – невидимий), які неможливо виявити радіолокатором. Структурними елементами електромагнітних метаматеріалів є металеві стрижні або смужки, розрізані кільця (розщеплені кільцеві резонатори, англ. *split-ring resonator*, *SRR*, з радіусом $r \ll \lambda$), спіралі тощо (рис. 14.18). Перший матеріал з негативним показником заломлення ($n_{\text{eff}} = -2,7$) створили у 2000 р. для радіохвиль з $\lambda = 3$ см. Це були дві схрещені системи друкованих плат, виготовлених із двостороннього фольгованого склотекстоліту. На одній стороні плати було зроблено смужки (електричні диполі або лінійні резонатори), а на іншій розрізані кільця (кільцеві резонатори). Розрізане кільце – це LC -контур, в якому роль одного витка котушки індуктивності L виконує кільце, а розріз в ньому служить пластинами конденсатора C . Структурний елемент мав розмір 5 мм і його неважко було зробити методом звичайної фотолітографії. Виготовлення подібної структури для оптичного діапазону, особливо ближнього інфрачервоного або видимого, потребує вже нанолітографії [158].

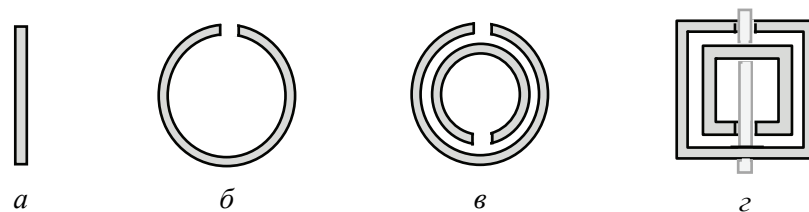


Рис. 14.18. Структурні металеві елементи електромагнітних метаматеріалів:
 а – стрижень або смужка; б – розрізане кільце; в – подвійне розрізане кільце;
 з – комбінація подвійного розрізаного кільця зі смужкою

Взаємодія оптичного випромінювання з метаматеріалами відрізняється від взаємодії зі звичайними матеріалами, що уможливорює отримання нових оптичних ефектів і, відповідно, побудови на них нових приладів. Для метаматеріалів характерна сильна частотна дисперсія. Незвичайною властивістю оптичного метаматеріалу є негативний показник заломлення, який викликає несподівані ефекти:

- світловий промінь заломлюється в інший бік від перпендикуляра до поверхні метаматеріалу (рис. 14.19, *а*);
- плоскопаралельна пластина фокусує світло точкового джерела (рис. 14.19, *б*), збиральна лінза стає розсіювальною (рис. 14.19, *в*), а розсіювальна – збиральною (рис. 14.19, *г*);
- світлові промені огинають предмет, покритий метаматеріалом, роблячи його невидимим, так що спостерігач бачить лише те, що міститься позаду (рис. 14.19, *д*).

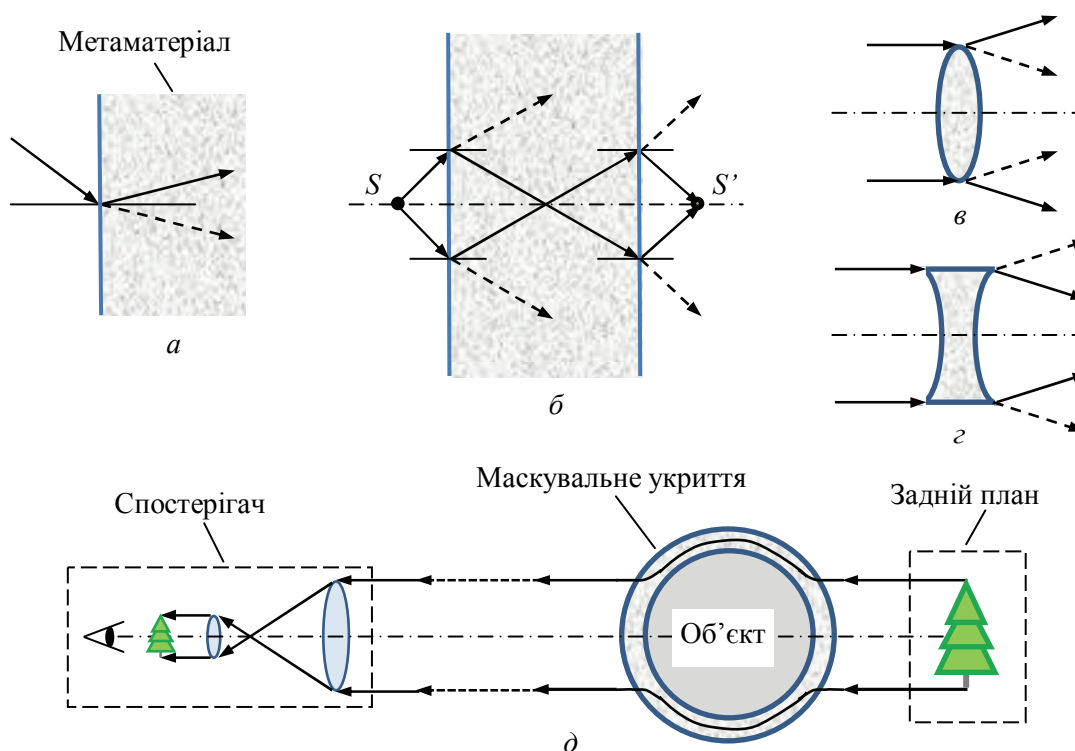


Рис. 14.19. Хід променів у метаматеріалі з негативним заломленням (пунктиром – у звичайному матеріалі):

заломлення поверхнею (*а*), фокусування випромінювання плоскопаралельною пластиною (*б*), заломлення збиральною (*в*) та розсіювальною (*г*) лінзами, а також маскування об'єкта укриттям з метаматеріалу (*д*)

Оптичні метаматеріали відкривають нові можливості у конструюванні оптоелектронних приладів. У 2000 р. англійський фізик-теоретик Джон Пендрі показав, що можна створити суперлінзу, яка подолає дифракційний бар'єр Аббе для роздільної здатності мікроскопа і дасть змогу формувати зображення з елементів, менших за $\lambda/2$ [159].

14.8. Нанопотоніка в інформаційних системах

Оптична пам'ять. У 2020 р. об'єм оцифрованої інформації, яка є культурним надбанням людства, становитиме 35 ЗБ (1 зетабайт = 10^{21} байт), а Інтернет-трафік сягне 3 ЗБ [160]. Збереження величезних об'ємів інформації на жорстких магнітних дисках потребує тільки у США до 3 % генерованої електроенергії, причому для запобігання втрат даних інформацію потрібно перезаписувати кожні 2–3 роки [161].

Альтернативою магнітній пам'яті є оптичні диски *Blu Ray* та голографічні диски *HVD*. Ємність дисків *Blu Ray* обмежена мінімальним розміром світлової плями, яка записує біт інформації (дифракційна межа Аббе) і теоретично може бути доведена до 1 ТБ. Ємність голографічних дисків може перевищувати 1 ТБ.

Ємність оптичних дисків можна збільшити за рахунок:

- зменшення розміру світлової плями, яка записує у світлочутливому матеріалі біт інформації, залишаючись у межах одноплосинного запису (2D-пам'ять);
- об'ємного запису інформації, тобто переходу від одного інформаційного шару до множини шарів, розміщених у всьому об'ємі світлочутливого матеріалу (3D-пам'ять);
- використання для запису інформації не тільки амплітуди світлової хвилі, але й частоти та поляризації (5D-пам'ять з урахуванням об'ємного запису).

Розгляньмо перспективні напрями реалізації оптичної пам'яті з використанням наночастинок та наногра́ток.

Локалізований поверхневий плазмовий резонанс уможливорює побудову пам'яті на наночастинках металу, спектральний відгук яких на лазерне випромінювання залежить від розміру та форми наночастинок. Світлочутливим матеріалом для такого запису інформації є золоті нанострижки, дисперговані у полівініловому спирті (твердому

прозорому полімері, який, зокрема, використовується в мікробіології для іммобілізації клітин). Поглинаючи лазерне випромінювання, нанострижні розплавляються і набувають сферичної форми, а разом змінюється їхній спектр розсіяння.

У 2003 р. під час опромінення кварцового скла імпульсом фемтосекундного лазера було помічено утворення у склі двох перпендикулярних ґраток, причому одна ґратка була сформована у напрямку поширення світла і мала період, рівний довжині хвилі у склі, а інша – у напрямку вектора електричного поля світлової хвилі, з періодом, меншим за 20 нм.

Дисплеї. Наночастинки напівпровідників є високоефективними люмінофорами, колір світіння яких залежить від їх розміру; наприклад, частинки розміром 10 нм випромінюють червоне світло, а частинки того ж напівпровідника розміром 5 нм – синє. За допомогою частинок розміром 15 нм можна генерувати інфрачервоне випромінювання. Як очікується, люмінесцентні властивості напівпровідникових наночастинок, їх висока квантова ефективність (до 90 %) та довговічність (до 20 років) будуть використані у світлодіодних лампах та дисплеях.

Наночастинки напівпровідників є квантовими точками, про які йшлося у підрозділі 16.11 [17]. Одним із методів отримання таких квантових точок є колоїдний високотемпературний синтез елементів другої та шостої груп періодичної системи елементів – сульфідів, селенідів й телуридів кадмію та цинку (наприклад, CdS, CdSe, ZnTe), а також елементів третьої і п'ятої груп – фосфідів та арсенідів індію (InP, AsP). Технологія дозволяє контролювати розміри частинок з точністю 0,5 нм.

Перспективною сферою застосування наноструктур є проекційне лазерне телебачення, в якому джерелами випромінювання служать напівпровідникові наноструктури, накачувані електронним променем. Набори квантових ям, створені у напівпровіднику, розміщують у пучностях стоячої хвилі однієї з мод оптичного резонатора. Порівняно з іншими видами збудження люмінофорів катодолюмінесценція забезпечує найвищу яскравість світіння (до 10^9 кд/м²). Це дало змогу створити лазерні електронно-променеві трубки на наноструктурах з потужністю (станом на 2012 р.) червоного випромінювання 9 Вт ($\lambda_R = 640$ нм), зеленого – 3 Вт ($\lambda_G = 535$ нм) та синього – 6 Вт ($\lambda_B = 458$ нм) [162].

Одним з перспективних матеріалів для повноколірних дисплеїв мобільних телефонів є рідкокристалічний сегнетоелектрик зі спіральною наноструктурою, в якому спостерігається квадратичний електрооптичний ефект (ефект Керра). Цінними властивостями цього матеріалу є низькі керуючі напруги (одиниці вольтів) та менша стала часу (десятки мікросекунд) електрооптичного ефекту порівняно з відомими рідкокристалічними матеріалами [162].

14.9. Наночастинки в сонячних елементах

Наночастинки відкрили нові можливості підвищення ефективності сонячних елементів, а саме:

- завдяки розсіянню на наночастинках значно збільшується шлях світла в тонкому шарі напівпровідника, де відбувається генерація електронно-діркових пар, і, відповідно, зростає кількість генерованих світлом носіїв заряду;
- збільшення шляху світла внаслідок розсіяння дає змогу зменшити товщину напівпровідникового шару від декількох мікрометрів до 150 нм [163];
- унаслідок скорочення шляху носіїв заряду суттєво зменшується швидкість рекомбінації електронів та дірок;
- зміною розміру наночастинок можна регулювати ефективну ширину забороненої зони того чи іншого шару напівпровідникової структури, перетворюючи шар або на широкозонне вікно, або на поглинач сонячного випромінювання.

У плазмонних сонячних елементах для ефективного захоплення світла використовують не тільки наночастинки, а й наноструктури – наногратки, матриці наностовпців та наноструктуровані поверхні, причому розміщують їх як на фронтальній, так і на тильній поверхні напівпровідникового шару [164].

Фронтальне розміщення наночастинок та наноструктур зменшує втрати світла внаслідок відбиття від поверхні напівпровідника. Якщо противідбивне покриття робить це у вузькому спектральному діапазоні, то наночастинки та наноструктури – у декілька разів ширшому [165].

Для тонкоплівкових полікремнієвих сонячних елементів виявилось ефективним використання наночастинок срібла розміром приблизно

50 нм, нанесених на тильний бік шару полікремнію, який має зазвичай товщину всього декілька мікрметрів і пропускає крізь себе значну частину сонячного випромінювання. Локалізований поверхневий плазмовий резонанс, який спостерігається у металічних наночастинках, на 30 % збільшує фотострум сонячного елемента. Ще більше підвищити ефективність перетворення дозволяє додаткове срібне дзеркало, розміщене на відстані приблизно 1 мкм від шару наночастинок.

Більш детально використання наночастинок в сонячних елементах розглянуто в підрозд. 3.5 та 3.6 [17].

14.10. Нанопотоніка в медицині

Візуалізація на клітинному рівні. Якщо до поверхні квантової точки прив'язати біомолекулу з певною функціональністю, з'являється можливість побачити завдяки оптичній мікроскопії надвисокої роздільної здатності (ближньопольової, конфокальної, багатофотонної або когерентної антистоксової раманівської), як відбувається ділення, переміщення, взаємодія та загибель клітин, як на клітини впливають ліки. Іноді для підвищення контрасту зображення до квантових точок пристиковують наночастинок золота.

Біосенсиори. Для того, щоб наночастинок стала біосенсором, на її поверхні утворюють тонку плівку ліганду. Ліганд – це частина комплексної сполуки (молекула або іон), пов'язана з центральним атомом (ядром). Ядром може слугувати атом металу (наприклад, Ti , Ag , Au) або неметалу (наприклад, Si , B , P). Роль такого ядра якраз і виконує наночастинок, притягуючи до себе ліганди. Лігандами можуть бути аніони кислот (наприклад, Cl^- , SO_4^{2-} , PO_4^{3-}), нейтральні органічні та неорганічні молекули та радикали, які містять атоми O , N , C , P , S та Se . Найпоширенішим лігандом є вода, молекули якої наявні в кристалогідратах (наприклад, у гіпсі $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ та соді $\text{Na}_2\text{CO}_3 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$).

Використання металічної наночастинок як наносенсора ґрунтується на локалізованому плазмовому резонансі й на таких його проявах, як:

- червоний зсув резонансної частоти ω_0 у разі переміщення наночастинок з повітря з діелектричною проникністю $\epsilon_m = 1$ у досліджуване середовище з $\epsilon_m > 1$;

- різке збільшення (до 10^{14} разів) перерізу розсіяння наночастинки на резонансній частоті;
- підсилення або гасіння флуоресценції окремих молекул поблизу наночастинки.

Підсилене поверхнею раманівське розсіяння (англ. *surface-enhanced Raman scattering, SERS*) уперше спостерігали у 1973 р. [166]. Найбільш вражаючим досягненням плазмоніки стало використання *SERS* у 1997 р. для спостереження окремої молекули [167]. Підсилення поверхнею означає, що молекула перебуває на поверхні металічної наночастинки або нанорозмірної структури, в якій оптичним випромінюванням збуджується поверхневий плазмовий резонанс і поверхневе електромагнітне поле плазмонних поляритонів збільшує розсіяння світла на молекулі, причому коефіцієнт резонансного підсилення оптичного поля

$$G_{SERS} = \left(\frac{E_{surf}}{E_{opt}} \right)^4,$$

де E_{surf} – електричне поле поблизу молекули за наявності резонансу; E_{opt} – електричне поле оптичного випромінювання у тому ж місці без резонансу. Електричне поле біля освітленої металічної поверхні наночастинки, нановістря або нанорельєфу (у межах 0–50 нм) може зрости до 100 разів. Окрім електромагнітного, ще одним механізмом збільшення розсіяння може бути хімічний – перенесення заряду між молекулою і металом. Причини велетенського збільшення розсіяння (у 10^8 – 10^{10} разів) до кінця не з’ясовані [168].

Для спостереження *SERS* використовують методи збудження плазмонних поляритонів на основі призм повного внутрішнього відбиття, оптичних хвилеводів, дифракційних ґрат. На рис. 14.20, а зображено наносенсор, в якому поверхневий плазмовий резонанс досягається внаслідок фазового синхронізму між хвилевідною модою та плазмонними поляритонами. Для цього на невеличкому відрізку вимірювального та опорного волокон шліфуванням або травленням знімають оболонку і на серцевину наносять золоту плівку завтовшки декілька десятків нанометрів (рис. 14.20, б) [113]. Для збудження у волокні хвилевідних мод використовують джерело білого світла (галогенну

лампу з випромінюванням у діапазоні 400–1800 нм або волоконний генератор суперконтинууму). Світло від джерела потрапляє у волоконний розгалужувач, який ділить порівну світло між вимірювальним та опорним волокнами. Після проходження волокон світло потрапляє на входи аналізатора оптичного спектра, який будує спектральні характеристики поверхневого плазмового резонансу для опорного середовища (повітря, дистильованої води) та досліджуваного середовища.

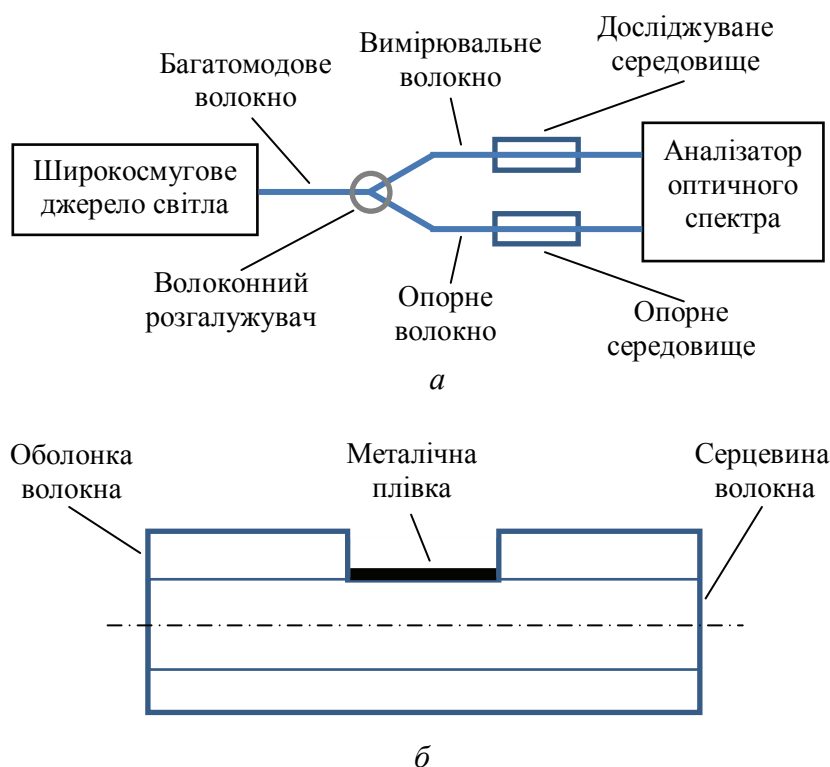


Рис. 14.20. Спрощена схема волоконно-оптичного наносенсора на основі поверхневого плазмового резонансу (а) і структура опорного та вимірювального волокон (б)

SERS став одним з найбільш чутливих методів виявлення та дослідження молекул, який застосовують у пошуках біомаркерів раку під час імунологічного аналізу, знаходження збудників інших небезпечних хвороб (ВІЛ, гарячки Ебола, гепатиту), виявлення наркотиків та вибухівки, взаємодії біомолекул та процесів в окремій молекулі.

Сенсори на еванесцентному полі мають високу чутливість, тому останнім часом їх активно досліджують, розробляють нові конструкції і пропонують технології їх виготовлення. Однією з найпоширеніших є технологія, побудована на використанні оптичного волокна.

Для перетворення волокна на чутливий елемент з нього видаляють оболонку або витягують до товщини від десятків нанометрів до десятків мікрометрів. Тоді значна частина поля хвилевідної моди виявляється над поверхнею волокна, утворюючи еванесцентну хвилю. Ця хвиля поширюється вздовж поверхні волокна у шарі завтовшки приблизно як довжина хвилі випромінювання.

Еванесцентна хвиля виникає і в інтегрально-оптичному хвилеводі, що дозволяє використовувати його як хімічний сенсор.

Датчик глюкози на нанотрубках. Якщо на поверхню нанотрубок нанести речовину, молекули якої здатні захоплювати з рідини (наприклад, крові) молекули глюкози, то оптичні властивості нанотрубок змінюються, зокрема, змінюється їх спектр люмінесценції. На цьому принципі можуть бути побудовані імпланти, які вживляються під шкіру, наприклад пальця людини, і під дією зовнішнього опромінення світлодіодом чи лазерним діодом видають інформацію про концентрацію певної речовини в крові у вигляді характерного спектра люмінесценції.

Фототермічна терапія. Одним із методів руйнування ракових пухлин є *фотодинамічна терапія* – введення в організм фотосенсибілізатора, який має здатність накопичуватися у раковій пухлині. У разі освітлення лазерним випромінюванням молекули фотосенсибілізатора за наявності молекулярного (триплетного) кисню вступають у фотохімічну реакцію з утворенням високоактивних речовин – синглетного кисню та кисневмісних радикалів, які згубно діють на пухлину.

Іншим протипухлинним методом є *фототермічна терапія*, яка ґрунтується на введенні в пухлину наночастинок металу (зазвичай – золота), які, поглинаючи лазерне випромінювання, сильно нагріваються і руйнують навколишні патологічні клітини. Раніше ці функції виконували молекули барвника, але наночастинок металу виявилися набагато ефективнішими, оскільки під час лазерного опромінення їх температура стає на п'ять порядків вищою за температуру молекул барвника [117]. Найсильніше цей ефект проявляється у разі збігу частоти лазерного випромінювання з частотою поверхневого плазмового резонансу. У наночастинках спостерігається локальний поверхневий плазмовий резонанс.

До клітин пухлини наночастинки золота пристиковуються за допомогою селективних біомолекулярних лінкерів (молекул-лігандів).

Освітлення наночастинки неперервним лазерним випромінюванням інтенсивністю I викликає її нагрівання до температури

$$T = \frac{\sigma_{abs} I}{4\pi\lambda_T r_{eff}},$$

де σ_{abs} – переріз поглинання наночастинки; λ_T – теплопровідність матеріалу наночастинки; r_{eff} – ефективний радіус, який для сферичної наночастинки є просто її радіусом. Частинка, яка за формою нагадує морську зірку, сильніше поглинає лазерне випромінювання і її температура стає на порядок вищою за температуру сферичної частинки [117].

Ще більшу ефективність мають самоорганізовані супрамолекулярні комплекси (розміром приблизно 120 нм) на основі наночастинок золота діаметром 2 нм, молекул циклодекстрину та адомантину. Супрамолекули приєднується до ракових клітин за допомогою молекул-лігандів, специфічних до певного виду пухлини. Під час лазерного опромінення супрамолекула швидко нагрівається до ~ 650 К і вибухає, руйнуючи разом і ракову клітину, до якої вона прикріпилася. Здорові клітини при цьому залишаються неушкодженими [169].

14.11. Нанорозмірні джерела випромінювання

Наноласери. Наноласери – це когерентні джерела випромінювання, які зазвичай мають розміри від сотень нанометрів до одиниць мікрометрів. Підсилювальними середовищами для них є:

- об’ємні неорганічні напівпровідники (GaAs, GaN, ZnO, CdS, InGaAsP та інші);
- об’ємні органічні напівпровідники;
- епітаксіальні квантові точки;
- колоїдні квантові точки;
- органічні барвники.

Для більшості матеріалів коефіцієнт підсилення сягає 10^3 см⁻¹, а для епітаксіальних квантових точок навіть 10^4 см⁻¹.

За принципом дії ці лазери можна поділити на:

- мікродискові;
- металічні плазмонні;

- металічні неплазмонні;
- фотоннокристалічні;
- розсіянні на хаотичних наноструктурах.

Лазер з вертикальним резонатором та поверхневим випромінюванням (*VCSEL*, див. підрозд. 16.14 [3]) став у 1990-х роках першим лазером, в якому довжина резонатора була всього лише декілька λ . Таку конструкцію лазера запропонували у 1979 р. японські вчені і вона виявилася досить вдалою для багатьох застосувань (волоконно-оптичні лінії зв'язку, лідари, лазерні принтери, комп'ютерні мишки тощо) [170]. Зокрема, можливість формування лазерних решіток дозволила у 2009 р. отримати потужність випромінювання 120 Вт для решітки розміром 5×5 мм² із 10 000 лазерів із квантовими ямами на основі InAlGaAs та бреггівськими AlGaAs-дзеркалами ($\lambda = 808$ нм, максимальна ефективність перетворення енергії 42 % для одномодового і 49 % для багатомодового режиму) [171].

Для використання в інтегральних схемах потрібні лазери, розміри яких не набагато більші за довжину хвилі випромінювання і які мають низьке енергоспоживання. У 1991 р. група американських дослідників (Семюел Мак-Колл та інші) створила мікродисковий лазер завтовшки 0,1 мкм та діаметром 5 мкм [172]. Лазер було сформовано на множині квантових ям InGaAs/InGaAsP завширшки 10 нм кожна, розміщених між InP-пластинами. Особливістю мікродискового лазера є те, що мікродиск як оптичний резонатор має високу добротність і в ньому збуджується декілька мод шепітної галереї (англ. *whispering-gallery modes*) – стоячих хвиль, які виникають унаслідок повного внутрішнього відбиття світла від циліндричної поверхні мікродиска. Такий лазер може мати пороговий струм 0,5 мА, а генерувати випромінювання потужністю десятки мікроватів. Виведення випромінювання з мікродискового лазера можна здійснювати за допомогою плазмонної наноантени, яку розміщують в еванесцентному полі мод біля циліндричної поверхні диска.

Акустичний ефект шепітної галереї у Соборі Святого Павла у Лондоні дослідив у 1912 р. лорд Релей. Шепіт біля стіни галереї добре чути вздовж всієї стіни, але не чути в центрі. Акустичні хвилі ніби притискаються до стіни і поширюються вздовж неї.

Поляритонний лазер. Незвичні властивості поляритонів дедалі більше привертають увагу дослідників. З одного боку, поляритон є квантом електромагнітного поля, подібно до фотона, а з другого – не є такою елементарною частинкою, як фотон, а швидше половиною квазічастинки, утвореної згустком електронів під поверхнею матеріалу і надповерхневим електромагнітним полем, генерованим цим згустком (див. рис. 14.2) [173].

У підрозд. 14.5 [3] було розглянуто атомний лазер на конденсаті Бозе–Ейнштейна, новому стані речовини, відкритому у 1995 р. На відміну від звичайного лазера, атомний лазер випускає когерентний пучок атомів, які подібно до фотонів можуть утворювати інтерференційні картини, але якщо фотонам з енергією $h\nu$ відповідає реальна електромагнітна хвиля з довжиною хвилі $\lambda = c/\nu$, то атомам – уявна хвиля де Бройля (хвиля ймовірності) з довжиною хвилі $\lambda_{Br} = h/mV$ (тут h – стала Планка; ν – частота електромагнітної хвилі; m та V – маса та швидкість атома відповідно).

Уперше поляритонну генерацію когерентного випромінювання було продемонстровано у 2007 р. за низької температури напівпровідника та оптичного накачування. Через декілька років створили поляритонний лазер з електричним накачуванням на основі p – n -переходу в GaAs, який теж потребував глибокого охолодження (до 10 K). Замінивши GaAs на GaN, отримали генерацію за кімнатної температури, причому стало зрозуміло, що привабливою рисою поляритонного лазера є на два порядки менший пороговий струм порівняно з лазерним діодом на тій самій структурі (спочатку досягався поріг поляритонної генерації, а з підвищенням струму інжекції – поріг звичайної фотонної генерації лазерного діода) [173].

Якщо звичайний лазер працює на вимушеному випромінюванні атомів або молекул (за винятком лазера на вільних електронах) і для підсилення випромінювання потрібна інверсія населеностей, то у поляритонному лазері використовують вимушене розсіяння поляритонів, для якого інверсія населеностей не потрібна [174].

Спазер. У 2003 р. американські дослідники Девід Бергман та Марк Стокман описали механізм підсилення поверхневих плазмонів у наночастинках і запропонували наночастинки з таким підсиленням

назвати (за аналогією з лазером) спазером (англ. *spaser* – *surface plasmon amplification by stimulated emission of radiation* – підсилення поверхневих плазмонів за допомогою вимушеного випромінювання) [175; 176].

Якщо порівнювати спазер з лазером, то можна зауважити, що:

- у лазері носіями енергії є фотони, а у спазері – плазмони;
- лазер випромінює електромагнітні хвилі, а спазер – ні;
- у лазері резонансне підсилення електричного поля спостерігається в оптичному резонаторі, а у спазері локалізований поверхневий плазмовий резонанс підсилює поле всередині металічної наночастинки;
- мінімальна довжина лазерного резонатора обмежена умовою резонансу і становить $\lambda/2$;
- розмір наночастинки можна зменшити навіть до 1 нм;
- у лазері активне (підсилювальне) середовище міститься всередині резонатора, а у спазері – біля металічної наночастинки;
- оптичне накачування використовують і в лазері, і в спазері, електричне – поки що тільки у лазері (у спазері – проблематично);
- для збудження спазера потрібно менше енергії;
- спазер має більшу швидкодію (може працювати у терагерцовому діапазоні).

Одну з можливих конфігурацій спазера (сферичну) зображено на рис. 14.21. Поверхня діелектричної кульки вкрита срібною плівкою, на яку нанесено декілька моношарів (показано один) нанокристалічних квантових точок. Під дією лазерного випромінювання у напівпровідникових нанокристалах (квантових точках) збуджуються екситони. Екситони, збуджені у вільних квантових точках, рекомбінували б з генерацією фотонів. Екситони, збуджені у квантових точках, прикріплені до металічної оболонки, передають енергію рекомбінації поверхневим плазмонам, які збільшують еванесцентне електромагнітне поле над поверхнею металу (до 10^6 В/см) і, відповідно, у квантових точках. Сильніше поле викликає збудження більшої кількості екситонів у квантових точках і більше енергії передається від екситонів до плазмонів. Виникає позитивний зворотний зв'язок, як і у лазері, тільки там за рахунок резонатора. Стає сильнішим еванесцентне поле навколо шару квантових точок і потрапляння у це поле інших наночастинок викликає появу фотонів, які поширюються у дальнє поле.

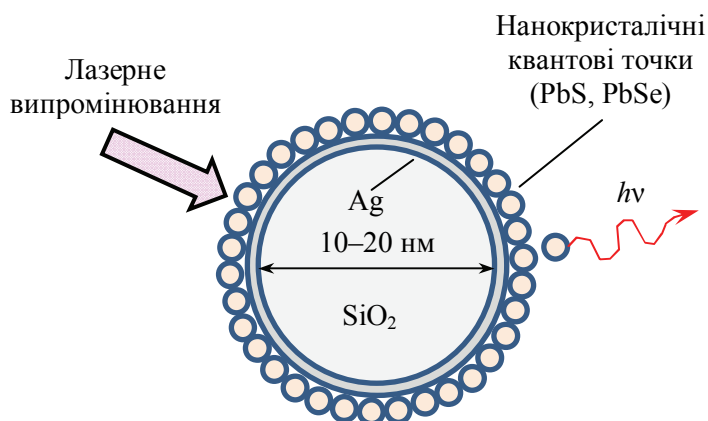


Рис. 14.21. Сферична конфігурація спазера

На рис. 14.22 зображено лінійну конфігурацію спазера, в якій золота плівка міститься між двома множинами квантових ям (InGaAs), а протилежні грані кристала фосфіду індію InP утворюють оптичний резонатор. Під дією оптичної накачки множини квантових ям генерують спонтанне випромінювання, яке збуджує у золотій плівці поверхневий плазмовий резонанс. На поверхні плівки утворюються поляритони, які разом із фотонами циркулюють у резонаторі, збільшуючи на виході потужність оптичного випромінювання порівняно з конструкцією без металічної плівки [168].

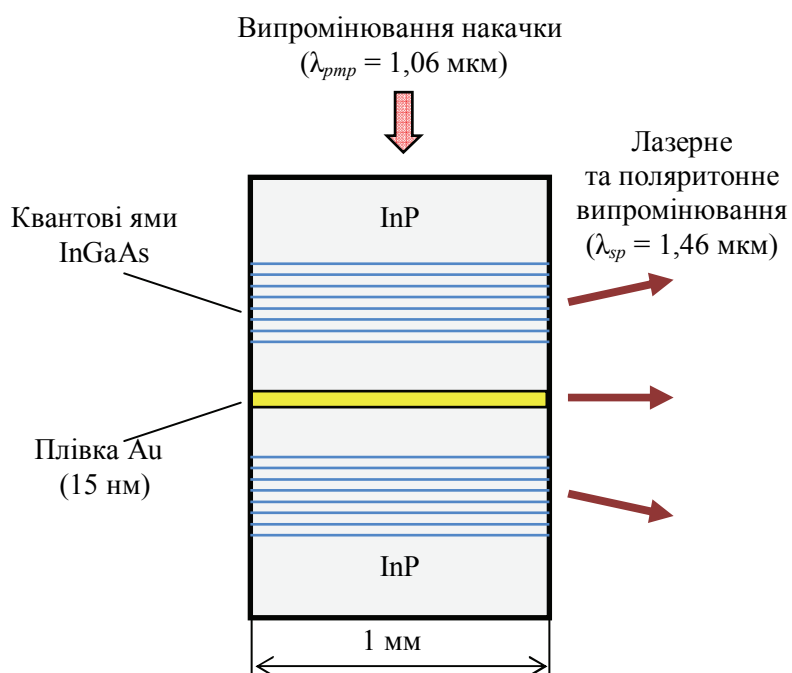


Рис. 14.22. Лінійна конфігурація спазера

Випадковий лазер. У 1967 р. радянський фізик Владилен Летохов передбачив можливість виникнення хаотичної безрезонаторної лазерної генерації в освітленому нанодисперсному середовищі з підсиленням [177]. Таким середовищем може бути, наприклад, розчин лазерного барвника родаміну 6G або полімерна плівка з таким барвником, в яких хаотично розташовані наночастинки Au, Ag, Al, TiO_2 або Al_2O_3 (див. підрозд. 18.2 [17]). Середовище з хаотичним когерентним випромінюванням дістало назву «випадковий лазер» (англ. *random laser*). Експериментальні дослідження, розпочаті у 1990-х роках, показали, що позитивний зворотний зв'язок, який у звичайному лазері забезпечується резонатором, у випадковому лазері виникає внаслідок дифузного розсіяння вимушеного випромінювання на наночастинках, причому на поріг лазерної генерації впливає концентрація наночастинок. Подальші дослідження показали, що накачування дисперсного активного середовища може бути не тільки оптичним, але й електричним.

Технологія випадкових лазерів простіша і дешевша за технологію звичайних лазерів, причому є низка застосувань, де використання випадкових лазерів є більш ефективним і навіть унікальним [178]:

- дисплеї з електричним збудженням на основі диспергованих у полімері з барвником крапельок рідкого кристала;
- дистанційне зчитування температури тіла за допомогою нанесених на його поверхню гранул матеріалу з випадковим лазерним випромінюванням, спектр якого залежить від температури;
- дорожні покриття та покриття транспортних засобів, а також спеціальні покриття для розрізнення «свій-чужий»;
- «розумні» вікна, які влітку та взимку мають різні оптичні властивості.

Застосування нанорозмірних джерел випромінювання. Наноласери потрібні у таких сферах:

- оптичний зв'язок всередині інтегральних схем з енергетичними затратами не більше 10 фДж/біт (досяжно для лазерів на фотонних кристалах);
- цифрове оброблення оптичної інформації, для чого ширина смуги частот модуляції має наближатися до 1 ТГц (можливо для поларитонних лазерів);

- запис інформації на магнітні диски з лазерним підігрівом наночастинок магнітного шару (менших за 100 нм);
- сканувальна ближньопольова наноскопія (за допомогою найменшого нанолазера – спазера);
- наносенсиори (наприклад, на основі мікродискових лазерів, здатних виявити на власній поверхні окремий вірус, який зазвичай має розмір від 20 до 300 нм).

14.12. Квантові вимірювання

Корпускули, частинки, кванти. Ідея неподільних частинок матерії виникла понад два тисячоліття тому у старогрецькій та староіндійській філософії. Про «частинки світла» писав у 1704 р. у своїй «Оптиці» Ісаак Ньютон. У 1801 р. Йоганн Ріттер висловив припущення, що електричний струм має зернисту структуру. Вільям Крукс у 1879 р. у лекції «Про променисту матерію» говорив про те, що катодні промені складаються з «кінцевих частинок, ... котрі ми можемо напевне вважати закладеними в основу фізики Всесвіту».

Електрон як першу субатомну частинку відкрив Джозеф Томсон у 1897 р. (Нобелівська премія з фізики 1906 р. «за дослідження проходження електрики крізь гази»).

У 1900 р. Макс Планк увів у фізику поняття кванта (неподільної порції) фізичної величини. Закон фотоефекту, відкритий Альбертом Ейнштейном у 1905 р., започаткував у метрології напрям квантових вимірювань, причому Ейнштейн квантом (світловим квантом) називав об'єкт, дуже схожий на ньютонівську корпускулу:

«У поверхневий шар тіла проникають кванти, і їхня енергія, принаймні частково, перетворюється в кінетичну енергію електронів».

Рівняння фотоефекту Ейнштейна $m_e V_e^2 / 2 + A = h\nu$ стало першим кількісним вираженням взаємодії на квантовому рівні електромагнітного поля з речовиною (кванта поля з елементарною частинкою). Рівняння уможливило непряме квантове вимірювання імпульсу електрона $m_e V_e$ за відомими роботою виходу речовини A та частотою випромінювання ν або енергії кванта електромагнітного поля $h\nu$ за відомою швидкістю електрона V_e та роботою виходу A .

Ранній варіант камери Вільсона зробив можливим спостереження у 1896 р. рентгенівського випромінювання. Удосконалення камери дозволило шотландському фізику Чарльзу Вільсону у 1911 р. уперше спостерігати треки заряджених частинок, а Артуру Комптону – продемонструвати у 1923 р. наявність електронів віддачі під час розсіяння фотонів на електронах (Нобелівська премія 1927 р., якої були удостоєні обидва фізики).

Комптон зробив припущення, що взаємодія рентгенівського кванта з електроном має відбуватися подібно до взаємодії двох частинок з енергіями $h\nu_0$ і $m_e V_e^2/2$ та імпульсами $h\nu_0/c$ (або через довжину хвилі h/λ_0) і $m_e V_e$. Урахування законів збереження енергії та імпульсів частинок приводить до зміни довжини хвилі розсіяного рентгенівського кванта на величину $\lambda_g - \lambda_0 = (2h/m_e c)(1 - \cos \vartheta)$, де ϑ – кут розсіяння кванта [179]. Ефект Комптона підтвердив, з одного боку, припущення Ейнштейна, що світловий квант – це частинка (згодом названа фотоном), а з другого – гіпотезу де Бройля про хвильові властивості частинок. Чим більша енергія квантів електромагнітного поля, тим сильніше проявляються в них корпускулярні властивості.

Лічильник Гейгера, винайдений у 1908 р. німецьким фізиком Гансом Гейгером, дозволяв виявляти частинки за спричиненою ними іонізацією газу в циліндричному конденсаторі та появою імпульсу струму.

Камера Вільсона, лічильник Гейгера та сцинтиляційний лічильник були першими квантовими вимірювачами [180].

Оптичний мікрорезонатор. Мікрорезонатор відіграє важливу роль у нанопотонних джерелах випромінювання, як когерентних, так і некогерентних [181; 182]. Мікрорезонатор складається з двох дзеркал, бреггівських або металічних, оптичного внутрірезонаторного середовища, діелектричного або напівпровідникового, і має довжину від сотень нанометрів до міліметрів. Умовою резонансу є вкладання на довжині резонатора цілого числа довжин півхвиль, тобто мінімальною довжиною резонатора є $\lambda/2$. Чим коротший резонатор, тим сильніше проявляються в ньому квантові ефекти. Якщо в мікрорезонаторі розмістити квантову точку, то отримаємо генератор одиночних фотонів, потрібний для квантових комп'ютерів та квантової криптографії (див. підрозд. 5.4 та 5.5 [3]).

У резонаторі звичайного лазера є багато атомів та фотонів і зв'язок окремого атома з окремим фотоном виявляється слабким. У цьому разі впливом окремого атома на динаміку лазера можна знехтувати.

Якщо у резонаторі залишається один або декілька атомів, зв'язок з фотонами стає сильним і еволюція кожного з атомів впливає на еволюцію лазера [183].

Взаємодія атома з модою резонатора започаткувала у 1960-х роках новий напрям досліджень, який дістав назву *квантова електродинаміка резонатора*. Його матеріальною основою стали надпровідникові резонатори Фабрі–Перо з дуже високою добротністю та сильно

збудженими атомами з одним електроном на верхній орбіті (рідбергівські атоми).

Добротність резонатора Фабрі–Перо завдовжки $L = 4$ мм для $\lambda = 0,7$ мкм сягнула у 1992 р. величини $Q = 1,8 \cdot 10^{10}$ (для дзеркал з коефіцієнтами відбиття $R = 0,999\,998$) [183]. У такому резонаторі тривалість життя фотона перевищує 0,1 с.

Дзеркала резонатора одноатомного лазера мають угнуту форму, їх виготовляють з ніобію Nb, який за охолодження до температури 9,2 К стає надпровідником. Дзеркала зазвичай охолоджують приблизно до 30 мК.

Рідбергівський атом – це сильно збуджений атом водню або лужного металу або навіть воднеподібний іон, у якого зовнішній електрон може займати рівень (орбіту) з номером $n = 1000$. Розмір такого атома пропорційний квадрату головного квантового числа (тобто n^2) і сягає 1 мкм (незбудженого атома водню 0,1 нм), зазор між енергетичними рівнями пропорційний n^{-3} , період обертання на орбіті 0,1 мкс, тривалість життя зростає до 1 с. Випромінювання рідбергівських атомів уперше спостерігали у 1965 р. у міжзоряному просторі.

Цікаво, що одноатомний лазер генерує більш упорядкований потік фотонів, ніж звичайний багатоатомний. Жодне інше джерело світла не має такого низького рівня шумів.

Перший одноатомний мазер з частотою випромінювання 21 ГГц (довжиною хвилі 1,4 см) запрацював у 1985 р. За температури ніобієвих дзеркал 2 К добротність резонатора склала $8 \cdot 10^8$. Потік рідбергівських атомів рубідію ^{85}Rb перетинав резонатор у поперечному напрямку. Навіть якщо кожної миті у резонаторі в середньому перебувало лише 0,06 атома, потік фотонів випромінювання сантиметрового діапазону, які мають дуже малу енергію, вдавалося ще реєструвати [184].

Одноатомний лазер на основі атома цезію Cs з довжиною хвилі 852 нм створила група американських фізиків (Джейсон МакКівер та інші) у 2003 р. [185]. Резонатор мав довжину 42 мкм та добротність $4 \cdot 10^7$. Частота переходу в атомі Cs була близька до модової частоти резонатора. Атом утримувався в резонаторі лазерною пасткою з оптичних ґрат, утворених стоячими хвилями ортогональних пар лазерних пучків з довжиною хвилі 936 нм. Лазерна пастка утримувала

атом протягом 50–100 мс у разі лазерного накачування і 2–3 с без накачування. Частота коливань Рабі становила 16 МГц. Протягом часу утримання атома в лазерній пастці лазер випромінював неklasичне світло у вигляді паралельного гауссова пучка, в якому фотони не групуються (англ. *antibunching*), як у класичному світлі, і мають субпуасонів розподіл.

В одноатомного лазера немає порога генерації, тому його називають безпороговим лазером. Дуже низькі пороги генерації досягнуто у лазера з вертикальним резонатором та поверхневим випромінюванням (36 мкА) і нанолазера на фотонному кристалі (1,2 мкВт).

У мікрорезонаторі починають проявлятися фундаментальні властивості матерії, про деякі з яких фізики почали здогадуватись понад століття тому і які останнім часом стало можливим спостерігати на макрорівні за допомогою сучасної техніки. У 1911 р. М. Планк висловив припущення про наявність нульових коливань та нульової енергії у нерухомої частинки. Л. де Бройль у 1923 р. приписав корпускулярно-хвильовий дуалізм усім матеріальним об'єктам.

У 1926 р. Е. Шредінгер ввів у фізику рівняння, яке принципово змінювало описання руху частинки у потенціальному полі – класична траєкторія частинки замінювалася хвильовою функцією (ймовірністю знайти частинку у певний момент часу у певній точці простору з певною енергією). Якщо застосувати це рівняння до частинки, яка здійснює гармонічні коливання у потенціальному полі з параболічним мінімумом енергії (на зразок кульки, закріпленої між двома пружинками), то розв'язком рівняння стане дискретний еквідистантний набір енергій $(n + 1/2)\Delta E$, яких частинка може набувати під час руху, причому найнижчому енергетичному рівню ($n = 0$) такого квантового гармонічного осцилятора відповідає нульова енергія $\Delta E/2$ нульового коливання (див. підрозд. 12.6 [3]). Згідно з принципом невизначеності, запропонованим В. Гейзенбергом у 1927 р., у частинки не можуть бути одночасно відомі імпульс p_x руху вздовж певної координатної осі та її просторове положення x на цій осі або енергія E у певний момент часу t (відповідні формулювання цього принципу виглядають як $\Delta p_x \Delta x > \hbar/2$ та $\Delta E \Delta t > \hbar$) (див. підрозд. 5.1 [3]). Хоча величина ΔE у цих формулах має трохи різний зміст, але висновок може бути один – *точка відліку енергії невідома* (англ. *zero-point energy*, *ZPE*). За сучасними уявленнями 68 % всієї енергії спостережуваної частини Всесвіту припадає на темну енергію, якій приписують прискорене розширення Всесвіту. Вирішення проблеми *ZPE* може означати доступ до величезних енергетичних ресурсів Всесвіту.

Співпраця Н. Бора та В. Гейзенберга у Копенгагені у 1927 р. стала основою копенгагенської інтерпретації квантової механіки, яка намагалася переосмислити деякі фізичні поняття класичної механіки макросвіту й узгодити їх із квантовими

поняттями мікросвіту та ймовірнісним описанням квантових систем (елементарних частинок, атомів). Бор запропонував *принцип доповнюваності*, за яким матеріальний об'єкт не може одночасно проявляти корпускулярні та хвильові властивості.

Розгляньмо взаємодію окремого атома, який має енергетичні рівні E_1 та E_2 , з оптичним мікрорезонатором завдовжки L , яка задовольняє умову резонансу

$$L = \frac{m\lambda}{2} = \frac{mhc}{2(E_2 - E_1)},$$

де m – натуральне число; λ – довжина хвилі, випромінюваної атомом, і довжина хвилі моди, збуджуваної у резонаторі. Якщо помістити у порожній мікрорезонатор збуджений атом, то випромінюваний ним фотон передасть енергію моді резонатора, а мода, у свою чергу, віддасть енергію атому і цей коливальний процес (коливання Рабі) триватиме деякий час, поки втрати у резонаторі не зменшать енергію моди настільки, що її не вистачатиме для збудження атома (рис. 14.23, а).

Цікаво, що поява атома в мікрорезонаторі розщеплює його спектральну лінію пропускання $T(\nu)$ і мікрорезонатор перестає пропускати зондувальне випромінювання на частоті власного резонансу $\nu_0 = mc/2L$ (рис. 14.23, б).

Квантовий об'єкт (елементарна частинка, атом, поле) перебуває у певному стані, який можна описати набором фізичних величин. Якщо фізична величина допускає можливість її визначення в результаті взаємодії з іншим об'єктом, квантовим (наноскопічним), мікроскопічним або макроскопічним, то таку величину називають у квантовій механіці спостережуваною (див. підрозд. 5.1 [3]). У квантовій механіці спостереження означає принципову можливість вимірювання, тому ці поняття часто є тотожними.

Квантовою система стає тоді, коли величина з розмірністю дії (тобто в Джоуль·секундах), яка її характеризує, співрозмірна з квантом дії – сталою Планка h . Квантові вимірювання означають можливість експериментально визначити стан квантової системи, що для квантової інформаційної системи рівнозначно можливості отримання інформації. Якщо вимірювання руйнує квантовий стан, стає проблематичною побудова квантових інформаційних систем. У застосуванні

до фотона це означає, що фотоприймач має бути повністю прозорим і тим не менше якось отримувати інформацію про параметри фотона.

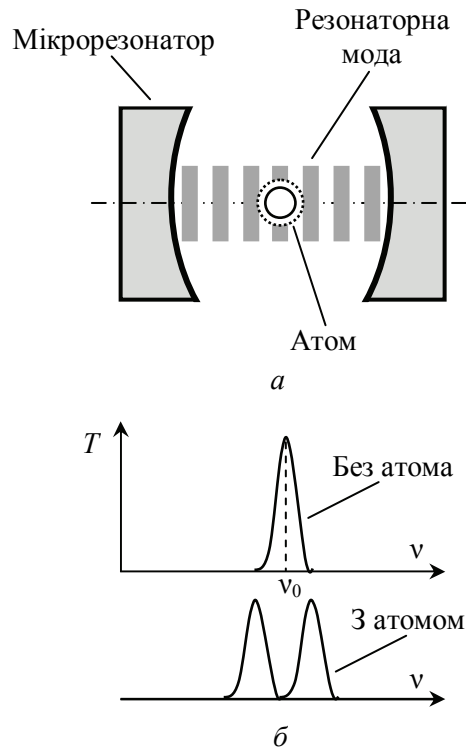


Рис. 14.23. Мікрорезонатор з почерговою передачею енергії від збудженого атома до резонаторної моди і від моди до атома (а) та спектральні лінії пропускання резонатора (б)

Якщо перпендикулярно до осі мікрорезонатора пропускати один за одним рідбергівські атоми, то їх стан покаже, чи є у мікрорезонаторі фотон, чи ні.

Існує багато інтерпретацій квантової механіки, тобто спроб філософського осмислення характеру фізичних закономірностей, запропонованих квантовою механікою [186]. Найбільш поширеними є копенгагенська та багатосвітова інтерпретації.

Згідно з копенгагенською інтерпретацією квантової механіки (Н. Бор, В. Гейзенберг, 1927 р.) будь-яке вимірювання змінює стан квантової системи, отже, принципово неможливо знайти стан квантової системи, тобто виміряти всі її параметри. Вимірювання викликає колапс хвильової функції [187]. Для фотона, який рухається у вільному просторі, хвильова функція як розподіл імовірності виявити частинку в певній точці простору-часу є розв'язком рівняння Шредінгера.

Багатосвітова інтерпретація, яку запропонував у 1957 р. американський фізик Хью Еверет, передбачає можливість існування паралельних світів, де діють

однакові закони, з тими самими фундаментальними сталими, але які перебувають у різних станах. Квантова суперпозиція цих станів утворює реальний Всесвіт.

Квантова суперпозиція означає, що квантові стани системи можна накладати один на одний та отримувати новий стан, причому кожен квантовий стан є композицією двох інших станів. Наприклад, атом може бути або у незбудженому, або у збудженому стані, а внаслідок квантової суперпозиції одночасно в обох станах. Спостереження (вимірювання) знищує неоднозначність і виявляє атом в одному зі станів.

Більшість фізиків дотримується копенгагенської інтерпретації квантової механіки, хоча Ейнштейн так і не визнав імовірнісний підхід до описання квантових систем і вважав, що можливі квантові неруйнівні вимірювання, тобто вимірювання, які не змінюють невизначено квантовий стан. Останнім часом експериментально підтверджена можливість таких вимірювань [188].

У 1963 р. американські фізики Едвін Джейнс та Фред Каммінгс описали еволюцію дворівневого атома у квантованому електромагнітному полі, коли за досить сильної взаємодії цих квантових систем виникають коливання Рабі [189]. Модель Джейнса–Каммінгса започаткувала квантову електродинаміку резонатора, яка вивчає суто квантовий ефект взаємодії атома з електромагнітним полем (модулю) резонатора. Цей ефект ліг в основу методу квантових неруйнівних вимірювань. Джейнс та Каммінгс показали, що наслідком взаємодії двох квантових систем (атома та поля резонатора із квантованими в обох енергіях) є поява корельованих (сплутаних) станів. Парадокс Ейнштейна–Подольського–Розена, про який йшлося у підрозд. 5.3 [3], якраз і ґрунтувався на тому, що якщо корельовані стани існують, з'являється можливість точно передбачити значення однієї з двох некомутованих величин системи (наприклад, імпульсу або координати атома).

Квантова теорія вимірювань ґрунтується на принципі невизначеності Вернера Гейзенберга, який два Нобелівських лауреати – Альберт Ейнштейн і Вілліс Лемб – вважали хибним.

Як це не дивно, ідея квантових неруйнівних вимірювань виникла у 1974 р. у фахівців з гравітаційної астрономії – радянських фізиків Володимира Брагінського та Юрія Воронцова [188] і була чітко сформульована у 1980 р. у їх спільній роботі з американським фізиком Кіпом Торном [190]. Учені шукали можливості реєстрації гравітаційних хвиль. Чутливим елементом (антенною) для реєстрації гравітаційної хвилі може бути циліндр масою у межах 10^1 – 10^4 кг з алюмінію, сапфіру, кремнію або ніобію, який має резонансну частоту коливань 0,5–10 кГц. Проблема у тому, що гравітаційна хвиля типової інтенсивності може викликати зміщення зі стану рівноваги такого гармонічного осцилятора, як циліндр, лише на 10^{-20} м. Нагадаємо: діаметр атома водню 10^{-10} м.

У 1992 р. К. Торн, Р. Древер та Р. Вайсс запропонували створити лазерну інтерферометричну гравітаційно-хвильову обсерваторію (*LIGO*).

Для реєстрації гравітаційних хвиль було створено лазер, частоту якого стабілізували, синхронізувавши з частотою опорного оптичного резонатора. Метод стабілізації частоти, відомий як метод Паунда–Древера–Холла, широко використовують у лазерній фізиці. Метод запропонували у 1983 р. шотландський фізик Рональд Древер та американський фізик Джон Холл [191], використавши той самий принцип стабілізації частоти, який розробив у 1946 р. американський фізик Роберт Паунд для електронної стабілізації частоти НВЧ-генератора зовнішнім високодобротним резонатором [192].

Опорний резонатор Фабрі–Перо виготовили з монокристалу кремнію і підтримували за температури 124 К, де коефіцієнт теплового розширення кремнію дорівнює нулю. Це зменшило тепловий шум резонатора, який викликав флуктуації його довжини і визначав фундаментальне обмеження на досягнуту стабільність частоти лазерного випромінювання. Так було досягнуто на часовому інтервалі до 10 с відносної стабільності частоти 10^{-16} на довжині хвилі 1,5 мкм за ширини спектра випромінювання менше 40 мГц [193].

У 2015 р. гравітаційні хвилі, які виникли 1,3 млрд років тому внаслідок зіткнення двох чорних дір, вдалося зареєструвати. У 2017 р. «за вирішальний внесок у створення детектора *LIGO* та спостереження гравітаційних хвиль» Нобелівську премію з фізики отримали американські фізики Райнер Вайсс, Барі Баріш та Кіп Торн.

Квантовим неруйнівним вимірюванням (англ. *quantum demolition measurement, QDM*) спостережуваної величини \hat{A} називають серію точних вимірювань цієї величини, в якій результат кожного вимірювання повністю передбачуваний на основі результату першого вимірювання та інформації про початковий стан системи [190; 194]. Для більшості спостережуваних величин квантові неруйнівні вимірювання застосувати не можна. Спостережувану величину \hat{A} можна виміряти квантовим неруйнівним методом, якщо ця величина комутує сама з собою у різні моменти часу, тобто набуває у різні моменти часу таких значень $\hat{A}(t_i)$ і $\hat{A}(t_j)$, що їх комутатор $[\hat{A}(t_i), \hat{A}(t_j)] = \hat{A}(t_i)\hat{A}(t_j) - \hat{A}(t_j)\hat{A}(t_i) = 0$. Аналогічно, дві різні фізичні величини можна виміряти одночасно, якщо їх оператори комутують. У квантовій механіці некоммутованими величинами є імпульс та координата вільної частинки: точне вимірювання координати \hat{x} неконтрольовано змінює імпульс \hat{p}_x .

У підрозд. 5.1 [3] було розглянуто квантові спостережувані величини (або просто – спостережувані). Якщо класична спостережувана є неперервною величиною, то квантова спостережувана – дискретною, яку отримують з класичної спостережуваної внаслідок відповідної процедури квантування. Класичній спостережуваній A евклідового простору ставлять у відповідність оператор \hat{A} нескінченновимірному гільбертовому простору і цей оператор розглядають як квантову спостережувану.

Якщо частинка здійснює гармонічні коливання під дією зовнішньої сили, то комутаційні співвідношення для такого гармонічного осцилятора можна подати як

$$\begin{aligned} [\hat{x}(t), \hat{x}(t + \tau)] &= \left(\frac{i\hbar}{m\omega} \right) \sin \omega\tau, \\ [\hat{p}(t), \hat{p}(t + \tau)] &= i\hbar m\omega \sin \omega\tau. \end{aligned}$$

Якщо вимірювання здійснювати стробоскопічно, з інтервалом τ у ціле число m півперіодів ($\tau = m\pi/\omega$), то ці комутатори стають рівними нулю, а \hat{x} та \hat{p} – квантовими неруйнівними спостережуваними. Стробоскопічні вимірювання цих спостережуваних переводять осцилятор у стан, в якому \hat{x} точно відома в моменти $t = m\pi/\omega$, а \hat{p} – у моменти $t = (m + 1/2)\pi/\omega$ [190].

14.13. Класичне, напівкласичне та некласичне світло

Корпускулярно-хвильовий дуалізм світла. Рівняння Максвелла для електромагнітного поля описують поширення світла у середовищі. Класичне світло – це електромагнітні хвилі, які задовольняють рівняння Максвелла. Модель електромагнітного поля, запропонована у 1864 р. Дж. Максвелом, попри помилки, допущені під час її побудови, залишається неперевершеним інструментом дослідження електромагнітних, зокрема оптичних, явищ і розрахунку пристроїв та систем на цих явищах.

Квантування енергії світла уперше з'явилося у 1900 р. у законі випромінювання Планка. Виникла колізія: світлові хвилі неперервні, а їх енергія дискретна (напівкласичне світло). «Найменша частина світла» (І. Ньютон, 1704 р.) дістала у А. Ейнштейна у 1905 р. назву «світловий квант». У 1926 р. американський хімік Гілберт Льюїс квант світлової енергії назвав фотоном.

Корпускулярно-хвильовий дуалізм світла (А. Ейнштейн, 1905 р.) і взагалі матеріальних тіл (Л. де Бройль, 1923 р.) став вимушеним компромісом між

експериментами, де частинка поводи́ла себе як невеличка за розміром кулька, наділена певним імпульсом, і експериментами, де ця ж частинка проявляла себе як нескінченна хвиля. Протиріччя, на яке Планк вказав у 1920 р. у своїй Нобелівській лекції, так і лишилося невирішеним: фотон як частинка не втрачає своєї енергії з відстанню і може збудити атом і через мільйон кілометрів, а фотон як хвиля на такій відстані взагалі зникне, тому що будь-яка реальна хвиля має дифракційну розбіжність.

Стиснені стани світла. Нехай на фотоприймач з фоточутливою площею A та чутливістю за струмом S_J падає слабкий світловий потік постійної інтенсивності I й фотоприймач, здатний працювати у режимі лічби фотонів. Незважаючи на постійну інтенсивність випромінювання фотони потрапляють у фотоприймач через різні проміжки часу Δt , тобто Δt є випадковою величиною. За час τ фотоприймач зареєструє у середньому N фотонів, де $N = S_J A I \tau / e$ (e – заряд електрона). Імовірність $P(n)$ за час τ зареєструвати n фотонів, якщо в середньому реєструється N фотонів, можна знайти за розподілом Пуассона

$$P(n) = \frac{N^n}{n!} \exp(-N).$$

Цей розподіл зображено на рис. 14.24 для $N = 15$.

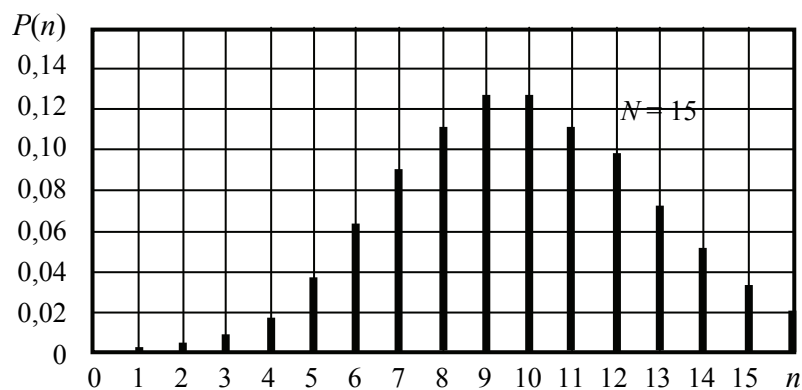


Рис. 14.24. Розподіл Пуассона для ймовірності зареєструвати n фотонів за проміжок часу τ за середньої кількості реєстрованих за цей час фотонів $N=15$

Стиснення світла дозволяє отримати субпуассонівський розподіл потоку фотонів у часі (рис. 14.25, б). Таке світло називають неklasичним. Існує два види стиснення стану світла – стиснення квадратурних компонент та стиснення флуктуацій числа фотонів [195].

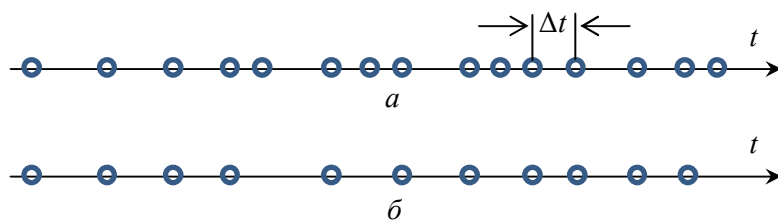


Рис. 14.25. Пуассонівський розподіл потоку фотонів у часі (*a*) та субпуассонівський розподіл (*b*), отриманий селекцією (відкиданням) фотонів, які надходили з інтервалом, меншим за Δt

Напруженість електричного поля світлової хвилі можна подати як

$$E = x \cos \omega t + p \sin \omega t,$$

де x та p називають квадратурними компонентами, тому що зсув фаз між косинусом та синусом становить $\pi/2$ (у теорії сигналів говорять, що сигнали перебувають у квадратурі, якщо вони мають різницю фаз $\pi/2$). Квадратурні компоненти задають комплексну амплітуду світлової хвилі $a = x + ip$ і, у свою чергу, можуть бути виражені через неї і через величину, комплексно спряжену з нею:

$$x = \frac{1}{2}(a + a^*),$$

$$p = \frac{1}{2}(a - a^*).$$

Стандартні відхилення квадратурних компонент задовольняють принцип невизначеності Гейзенберга, поданий у вигляді

$$\sigma_x \sigma_p \geq \frac{1}{4}.$$

Знак рівності відповідає ідеальному когерентному світлу, до якого наближається випромінювання газового лазера, який працює значно вище порога генерації й має стабілізацію інтенсивності випромінювання. Таке світло має пуассонівський розподіл фотонів (рис. 14.25, *a*).

У першому методі стиснення світла стискають одну з компонент, а іншу розширяють так, щоб не порушувався принцип невизначеності. Для цього формують комплексно спряжені хвилі й амплітуду a домножують на $\mu = \text{ch } r$, а a^* — на $\nu = \text{sh } r$. Складаючи ці хвилі, отримаємо хвилю зі стисненням, величина якого задається параметром r . Подібне фазове спряження хвиль можна здійснити за допомогою

нелінійного кристала або методами три- та чотиривхвильового змішування [195].

Другий метод реалізують за допомогою створення антикореляції під час появи фотонів. Прикладами антикореляції, за якої фотони мінімально збираються у згустки, є резонансна флуоресценція атомів та перетворення частоти з її зниженням.

Використання стисненого стану світла у вимірювальних системах дозволяє зменшити шуми до рівня, меншого за рівень дробового шуму, і підвищити тим самим точність вимірювання, а в інформаційних системах стиснення зменшує ймовірність помилки [195].

Контрольні запитання і задачі

1. На частинку TiO_2 радіусом $a = 10$ нм, захоплену у повітрі перетяжкою лазерного пучка радіусом w_0 , падає гауссів пучок випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 450$ нм та потужністю $P = 1$ Вт і після розсіяння потрапляє в мікрооб'єктив з числовою апертурою $NA = 0,9$, розміщений від частинки на фокусній відстані f . Знайти потужність розсіяного на частинці випромінювання P_{in} , яке потрапляє у мікрооб'єктив.

2. Що вивчає мезоскопічна фізика?
3. Які властивості має метаматеріал?
4. Поясніть суть електронної теорії Лоренца.
5. Наведіть приклади гармонічних осциляторів.
6. Чим еванесцентна хвиля відрізняється від хвилі поширення?
7. Де можна спостерігати еванесцентну хвилю?
8. Як у металі утворюються плазмони?
9. За якої умови у металі спостерігається поверхневий плазмовий резонанс?
10. Які властивості має поляритон?
11. За рахунок чого поверхневий плазмовий резонанс збільшує ефективність сонячних елементів?
12. В якому місці стоячої хвилі розміщується атом, захоплений оптичною решіткою, якщо частота лазерного випромінювання, яке створює решітку, більша за частоту атомного резонансу?
13. Чим відрізняється напівкласичне світло від класичного?
14. Які існують технології виготовлення наночастинок?
15. Як досягається умова фазового синхронізму світлової та плазмонної хвилі у разі поверхневого плазмового резонансу?

16. Назвіть основні напрями застосування нанофотоніки.
17. Намалюйте схему збудження плазмонних поляритонів.
18. Чим відрізняється поляритонний лазер від звичайного?
19. Поясніть принцип дії спазера.
20. Назвіть сфери застосування нанолазерів.
21. Як можна здійснити неруйнівне квантове вимірювання?
22. Що таке оптична голка?
23. Як можна захоплювати та переміщувати наночастинки?
24. Поясніть суть методу лазерного охолодження.
25. Як можна створити оптичну решітку?
26. Як взаємодіють рідбергівський атом та резонаторна мода у мікро-резонаторі?
27. Намалюйте схему конфокального мікроскопа.
28. Поясніть принцип *STED*-мікроскопії.
29. Опишіть властивості оптичного ближнього поля.
30. Що таке оптична антена і де її використовують?

ПІСЛЯМОВА. ПЕРСПЕКТИВИ ОПТОЕЛЕКТРОНІКИ

Якщо у мене працює аспірант і після двох років роботи приходить до мене й питає, а що йому далі робити, я йому раджу кинути займатися наукою, бо якщо він після двох років роботи не знає, над чим працювати далі, то з нього не може вийти вчений.

Ернест Резерфорд, англійський фізик

Оптоелектроніка починалася з оптронів, приладів гальванічної розв'язки, в яких сигнал на невеличкому відрізку свого шляху перетворювався з електричного в оптичний і назад в електричний. Із часом прийшло розуміння, що оптоелектроніка є чимось значно більшим, ніж просто джерела випромінювання, фотоприймачі, модулятори, оптичні волокна тощо. Оптоелектроніка стає найважливішою складовою електроніки, тому що електрони вже не справляються з величезними інформаційними потоками в сучасних електронних системах. Електричні сигнали повільніші за оптичні, на них впливають електричні та магнітні поля, вони не можуть конкурувати з інформаційними можливостями оптичних сигналів. Процеси народження та поглинання фотонів нерозривно пов'язані зі зміною енергетичного стану електронів, як вільних, так і зв'язаних всередині атомів. Про взаємозв'язок оптичних та електричних процесів у джерелах випромінювання йшлося у першому томі цього навчального посібника [3], в інших оптоелектронних приладах – у цьому томі. Що далі? Які обрії відкриваються перед оптоелектронікою на початку третього тисячоліття?

В оптоелектроніці залишаються невирішеними або вирішеними лише частково досить багато проблем. Розгляньмо деякі з них.

Джерела випромінювання. У 2010 р. минуло 50 років, як був винайдений лазер. З появою лазера зародилися і стали стрімко розвиватися волоконно-оптичний зв'язок, оптична дискова пам'ять, лазерні вимірювальні системи, голографія, технологія оброблення матеріалів, лазерна медицина. Фактично у всіх цих напрямках розвитку оптоелектроніки важливу роль відіграло створення у 1968 р. перших напівпровідникових гетероструктурних приладів, а у 1970 р. лазерів з подвійною

гетероструктурою, які працювали за кімнатної температури у неперервному режимі [196]. Щоб оцінити роль гетероструктури у лазерному діоді достатньо згадати, що лазер на p – n -переході працював за температури 77 К і лише в імпульсному режимі, тому що великі струми інжекції, потрібні для лазерної генерації (до 20 кА/см²), могли викликати теплове руйнування напівпровідника. Важко уявити лазерні принтери або приводи оптичних дисків, в яких лазерні діоди треба було б охолоджувати рідким азотом.

Подвійна гетероструктура дала змогу за рахунок зустрічної інжекції електронів та дірок через гетеропереходи та обмеження їхньої області розтікання тонким шаром напівпровідника (спочатку 500 нм, а потім і десятки нанометрів) на багато порядків збільшити ймовірність зустрічі електрона та дірки і, відповідно, їхньої випромінювальної рекомбінації. Лазерна генерація досягалася за значно менших струмів і відведення тепла від напівпровідникового кристала можна було здійснювати такими ж радіаторами, якими охолоджують потужні транзистори.

Лазерні діоди та світлодіоди завдяки появі нових напівпровідникових матеріалів та створенню гетероструктур швидко поширювалися в інформаційних, вимірювальних та технологічних системах. Удосконалення цих систем потребує:

- створення ультрафіолетових лазерних діодів та світлодіодів у спектральному діапазоні 200–250 нм;
- розроблення напівпровідникових квантово-каскадних лазерів середнього інфрачервоного діапазону, які завдяки можливості широкодіапазонного перестроювання частоти дозволяють налаштовуватись на лінії поглинання газів, які забруднюють атмосферу, що і використовують в екологічних лідачах;
- збільшення частоти модуляції струму інжекції лазерного діода до 50 ГГц;
- підвищення температурної стабільності лазерних діодів;
- забезпечення ефективного охолодження потужних лазерних діодів та їх матриць.

Якщо лазерні діоди та світлодіоди здатні здійснювати модуляцію випромінювання просто змінюючи струм інжекції, то для газових та

твердотільних лазерів потрібна зовнішня модуляція. Найменш інерційною з-поміж різних видів оптичної модуляції (акусто-, електро- та магнітооптичної) є електрооптична модуляція зі сталою часу до 10^{-12} с, тому актуальним є створення електрооптичних модуляторів з частотою модуляції понад 100 ГГц (поки що є експериментальні зразки, промислові мають частоту до 40 ГГц).

Для потужних лазерів істотною проблемою є відведення тепла від активного середовища: перспективними є волоконні лазери, в яких завдяки значній довжині волокна (до декількох кілометрів) теплообмін активного середовища з довкіллям відбувається більш ефективно, ніж в інших лазерах. Волоконні лазери потужністю декілька десятків кіловатів поступово витісняють газові та твердотільні лазери з ринку технологічного обладнання. Гнучке волокно можна підвести до важкодоступних місць і різати або зварювати елементи складної конструкції, що практично неможливо зробити за допомогою інших лазерів.

Твердотільні та волоконні лазери з ультракороткими імпульсами (менше 1 пс), генерованими внаслідок модуляції добротності резонатора, дозволяють отримувати дуже сильні електричні поля (понад 10^8 В/см), які навіть повітря перетворюють на нелінійне оптичне середовище. Ультракороткі імпульси також сприяють розвитку фемтохімії – нового розділу фізичної хімії, який досліджує хімічні реакції у реальному масштабі часу (наприклад, у родопсині, фарбувальному пігменті сітківки ока, який менш ніж за 6 пс перетворюється на прелюміродопсин, молекулу, яка є початковим кільцем у ланцюгу фотохімічних перетворень у механізмі зору) [197]. З'явилася можливість простежити у просторі та часі, як атоми утворюють молекули, а молекули обмінюються атомами, а це може стати інструментом у процесі синтезу нових хімічних сполук.

Лазери на вільних електронах ще у 2012 р. продемонстрували можливість генерувати імпульси рентгівського випромінювання з довжиною хвилі 63 пм та тривалістю 10 фс [198]. Зазвичай такі лазери створюють на основі багатокілометрових прискорювачів елементарних частинок і їхня вартість сягає мільярда доларів. У прискорювачі електрони розганяються всередині системи циліндричних електродів, вздовж якої із субсвітловою швидкістю рухається хвиля високої напруги.

Значно здешевити і в сотні разів зменшити розміри лазера дозволяє перехід від міжелектродного прискорення до прискорення в сильному електричному полі випромінювання фемтосекундного лазера [199].

Найкращим джерелом випромінювання для оптичної вимірювальної системи завжди був одночастотний гелій-неоновий лазер, у якого смугу частот можна було зменшити навіть до 1 Гц. Джерело білого світла (суперконтинууму зі смугою частот понад 500 ТГц), яке утворюється за пропускання фемтосекундних лазерних імпульсів через фотонно-кристалічне чи звужене на кінці волокно, несподівано виявилось корисним у створенні вимірювальних систем з точністю вимірювання частоти до 10^{-18} [200]. Така точність дозволить перевірити незмінність фундаментальних сталих та зменшить похибку визначення місцезнаходження за допомогою *GPS*. Принциповою відмінністю суперконтинууму від білого світла теплового джерела (наприклад, лампочки розжарювання) є його фазова когерентність, яка уможливила побудову оптичної частотної гребінки (множини реперних частот) уздовж усього видимого діапазону і трохи вздовж ультрафіолетового та інфрачервоного діапазонів. Це дозволило на три порядки підвищити точність вимірювання проміжків часу, за які знаходять деякі фізичні величини.

Генерувати багато фотонів просто, а як надійно генерувати один фотон, який нестиме 1 біт інформації? Як не загубити утворений ним фотоелектрон у багатоелектронних шумах фотоприймача? Однофотонні джерела випромінювання та фотоприймачі потрібні для квантової криптографії – найбільш надійного методу захисту інформації у каналах зв'язку. Під час передавання 1 біт інформації 1000 фотонами 100 з них можуть бути перехоплені й на приймальній стороні цього не помітять. Згідно з розподілом Пуассона у разі приймання N фотонів невизначеність результату вимірювання їх кількості становить приблизно \sqrt{N} . Однофотонний зв'язок робить неможливим перехоплення інформації, непомітне для її отримувача.

Джерела випромінювання на квантових точках та лавинні діоди, які працюють у режимі Гейгера, є перспективними для використання у квантово-криптографічних лініях зв'язку, тому актуальним є підвищення їхньої надійності.

Дисплеї. Гнучкі дисплеї на органічних світлодіодах дозволяють отримувати яскраві зображення з насиченими кольорами. Поєднання інтегральних схем, виготовлених на гнучких підкладках (із полімерних напівпровідників або навіть кремнію, який стає гнучким за товщини декілька десятків мікрометрів), уможливить створення комп'ютерів і телевізорів, які можна буде згорнути у трубочку.

Інший перспективний напрям – лазерні проектори на основі матричних дзеркал, які можна розмістити навіть у смартфоні й отримувати великі зображення просто на стіні.

3D-друк як технологія пошарового виготовлення деталей, зокрема шляхом фотополімеризації і затвердіння рідкого мономера або спікання металічного чи керамічного порошку лазерним випромінюванням. Конструктори мають змогу за допомогою 3D-принтерів швидко виготовляти прототипи майбутніх машин та механізмів, оптимізувати їх параметри та удосконалювати 3D-моделі, щоб потім використати їх для друку деталей під час серійного виробництва. Таку технологію вже використовують для виготовлення турбінних лопаток, шестерень, крил літаків, деталей морських суден тощо. Японські вчені планують відправити на Місяць робота із 3D-принтером, щоб за допомогою місячного ґрунту та порошку, привезеного з Землі, побудувати укриття для космонавтів.

Оптичні матеріали. Розвиток оптоелектроніки пов'язаний з пошуком нових оптичних матеріалів. Ознайомимося лише з трьома напрямками.

Органічні напівпровідники уможливили створення дисплеїв на органічних світлодіодах, які значно переважають за характеристиками рідкокристалічні та плазмові аналоги. Дослідники шукають можливості створення високоекономічних білих світлодіодів для заміни ламп розжарювання та люмінесцентних ламп в освітлювальних системах. Органічні напівпровідники можна використати, наприклад для друку матричних фотоприймачів, подібно до друку на струминному принтері.

Графен завдяки унікальним властивостям – рекордна рухомість електронів (до $2 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$) та їхня нульова ефективна маса на стику валентної зони та зони провідності, а також висока прозорість

у видимому діапазоні (97,7 %) – стає важливим матеріалом наноелектроніки. З'являться нові типи надвисокочастотних транзисторів, які зможуть замінити кремнієві інтегральні схеми на графенові, сенсори, здатні зареєструвати окремі молекули на поверхні графенової плівки, насичувані поглиначі для лазерних генераторів ультракоротких імпульсів, за допомогою яких біти інформації у волоконно-оптичних лініях зв'язку передаватимуться солітонами, тобто без дисперсійного злиття з відстанню [201].

Метаматеріали дозволяють об'єднати в одному оптичному елементі властивості декількох елементів, щоб забезпечити мінімальними засобами необхідний хід променів і, наприклад, зробити об'єкт невидимим для спостерігача. Трансформаційна оптика, як її називають, сприятиме також більш ефективному використанню оптичних процесів в інтегральних схемах [202].

Метаматеріали з незвичними властивостями потребують подальшого дослідження. Конструювання кристалів з довільним періодом кристалічної решітки, наприклад, за допомогою молекулярно-променевої епітаксії або нанолітографії, або ж навіть складання атом за атомом лазерним пінцетом під «наглядом» ближньопольового мікроскопа дозволить будувати оптоелектронні прилади та пристрої на зовсім нових оптичних ефектах.

Сенсори. Несподіваним напрямом розвитку оптичних датчиків фізичних величин стали сенсори на хвилях де Бройля. Хвилі матерії, хоча і не є фізичними об'єктами, а лише хвилями ймовірності, спроможні демонструвати явища дифракції та інтерференції подібно до електромагнітних або акустичних хвиль. Дифракція атомного пучка спостерігається за його розсіяння на кристалічній решітці твердого тіла, якщо період решітки близький до дебройлівської довжини хвилі, або на стоячій світловій хвилі такої частоти, яка є резонансною для атомного переходу між основним та збудженим рівнями. Для інтерференції атомні пучки мають бути когерентними. Джерелом когерентних атомних пучків, а отже, і когерентних хвиль де Бройля, може бути атомний лазер, про який йшлося у підрозд. 14.5 [3].

Атомна інтерферометрія є багатообіцяючим напрямом досліджень. Атомні гіроскопи та акселерометри мають значно більшу чутливість,

ніж їх оптичні аналоги, що важливо для інерціальної навігації та фундаментальних досліджень [203].

Лавиноподібне зростання досліджень у галузі роботів та штучного інтелекту потребує створення зорових систем роботів, які значно переважають можливості людського ока. Провідні автомобільні фірми роблять ставку на автопілоти, оснащені 3D-лідарами. Так, лідар американської компанії *Luminar* бачить за допомогою матриці з 64 лазерних InGaAsP-діодів (1550 нм) та матриці з 64 InGaAs-фотодіодів перепони на відстані до 250 м, які відбивають лише 10 % падаючого випромінювання. Це залишає автопілоту 7,5 с для гальмування за швидкості 120 км/год [204]. Зауважмо, що лише на дорогах США за рік трапляється близько мільйона зіткнень автомобілів із тваринами.

У більшості сучасних 3D-лідарів використовують механічне розгортання лазерних променів за рахунок обертання дзеркальних багатогранних призм, як у лазерних принтерах, або керованого нахилу елементів матричних дзеркал, як у лазерних проекторах. За останні 20 років запропоновано декілька методів немеханічного розгортання, які ґрунтуються на різних фізичних принципах – подвійному променезаломленні у рідких або електрооптичних кристалах, електрозмочуванні, мультиплексній голографії, відбиванні від матричних MEMS-дзеркал або заломленні у тріаді мікролінзових матриць (в останніх трьох методах використовують мінімальні кутові або лінійні переміщення оптичних елементів) [205].

Розгортання лазерних променів за допомогою нерухомих фазованих решіток дозволяє позбутися механічного вузла лідара і зробити його конструкцію дешевшою й більш малогабаритною. Оптична фазована решітка може бути зроблена у вигляді гібридної інтегральної схеми, в якій лазерні діоди містяться на чипі кремнієвої інтегральної схеми у вигляді мез (острівків), а решта елементів є активними або пасивними хвилеводами, виготовленими за технологією інтегральних схем «кремній на ізоляторі» [206].

Оптична фазована решітка є альтернативою лазерній решітці, розглянутій у підрозд. 16.15 [3]. У лазерній фазованій решітці кожен елемент $N \times N$ -матриці є лазером, в оптичній фазованій решітці може

бути один лазер і $N \times N$ -матриця фазових модуляторів з дифракційними ґратами, яка забезпечує просторове накладання в області дальнього поля N^2 -променів зі своїми фазами. В обох випадках керування фазами дозволяє змінювати умови інтерференції випромінювання у дальній зоні й спрямовувати сумарний промінь у будь-якому напрямі у межах декількох десятків градусів.

Кремнієва інтегральна фотоніка. Кремнієві інтегральні схеми значною мірою визначають рівень розвитку електроніки, а та, у свою чергу, – рівень розвитку людської цивілізації. Кремній є непрямозонним напівпровідником, імовірність випромінювальної рекомбінації електронів та дірок в якому на декілька порядків нижча, ніж у прямозонних напівпровідниках III та V груп елементів періодичної таблиці, а саме сполуки з цих елементів є матеріалами лазерних діодів. Кремній прозорий для довжин хвиль 1,2–15 та 24–100 мкм, причому у діапазоні 1,2–6,9 мкм оптичні втрати не перевищують 1 дБ/см.

Сучасні інтегральні схеми виготовляють за технологією «кремній на ізоляторі», в якій кремнієва підкладка замінена на тришарову підкладку – кремнієву пластину, шар SiO_2 (0,7–2 мкм) і шар Si (0,1–0,5 мкм), в якому вибудовується вся інтегральна схема. Перехід на цю технологію дозволив зменшити паразитні ємності між елементами і досягти більшої швидкодії.

Для реалізації кремнієвої інтегральної фотоніки на чипі мають міститись лазери, оптичні підсилювачі, хвилеводи, модулятори, оптичні ізолятори, розгалужувачі, оптичні перемикачі, лінзи, дифракційні ґрати та фотоприймачі. Найбільш складною і ще не до кінця вирішеною виявилася проблема інтеграції на чипі лазерів та оптичних підсилювачів. Поки що цю проблему вирішують у вигляді прикріпленого до чипа лазерного кристала, свого роду надбудови над кремнієвою плівкою. Використати епітаксію для нарощування III-V-сполук на кремнієву плівку неможливо внаслідок сильної неузгодженості кристалічних решіток. Скріплення двох різнорідних кристалічних структур (англ. *wafer bonding* – скріплення підкладок) здійснюють іншими методами.

Надійно скріпити два різнорідні кристали можна, наприклад, за рахунок вандерваальсових сил, водневих та ковалентних зв'язків, якщо поверхні кристалів плоскі, добре відполіровані та очищені. Спрощує

скріплення кристалів плазмове окислення кремнію та утворення плівки SiO_2 завтовшки 5 нм. Зазвичай для скріплення кристалів Si та InP використовують термокомпресію – стискання кристалів і витримку за температури близько 600 К протягом 10 год.

Малоймовірно, що кремнієві джерела випромінювання колись досягнуть ефективності цих лазерів, а без наявності на чипі подібних джерел випромінювання можливості інтегральної фотоніки будуть сильно обмежені. Тому, з одного боку, іде пошук методів скріплення кристалічних структур III–V-сполук із Si, елементом IV групи, а з другого, не припиняються спроби зробити кремнієве джерело випромінювання. Принаймні за останні 20 років було продемонстровано роботу Si-світлодіодів на нанокристалах, пористому Si, квантово-каскадних гетероструктурах Si/SiGe, дислокаціях, створених у Si за допомогою іонної імплантації бору, і навіть на SiO_2 , легovanому ербієм. У 2004 р. лазерну генерацію у кремнії отримали внаслідок раманівського розсіяння випромінювання, але для такого раманівського лазера потрібне потужне джерело оптичного накачування, що навряд годиться для інтегральної фотоніки.

Оскільки Si непрозорий у видимому діапазоні, то хвилеводи інтегральних фотонних схем цього діапазону виготовляють з нітриду кремнію Si_3N_4 , нанесеного методом плазмохімічного парофазного осадження на тонкий (40 нм) шар SiO_2 , яким вкривають кремнієву плівку. Нітрид кремнію має значно менший за Si термооптичний коефіцієнт, що важливо в інтерференційних пристроях (зміна температури кремнієвого резонатора на 1 К зміщує його резонансну частоту на 10 ГГц) [207].

У ближньому інфрачервоному діапазоні (0,8–3 мкм) працюють лазери волоконно-оптичних ліній зв'язку на гетероструктурах InGaAsP/InP та AlGaInAs/InP (1,3–1,6 мкм), технологія яких добре відпрацьована і які є основними кандидатами на місце в інтегральній схемі. Випромінювання лазерного діода вводять в кремнієвий хвилевід за рахунок еванесцентного поля – поля лазерної моди, яке виходить у поперечному напрямку за межі активного середовища, охоплює хвилевід і збуджує хвилевідні моди. Лазер із таким виведенням випромінювання з активного середовища називають еванесцентним [208].

Щось подібне спостерігаємо в одномодовому волокні, де ефективна площа моди приблизно вдвічі більша за площу перерізу серцевини, тобто значна частина енергії моди є енергією еванесцентного поля.

Розміщення в лазерному резонаторі насичуваного поглинача переводить еванесцентний лазер в режим модуляції добротності й відповідної синхронізації мод, за якої відбувається генерація коротких імпульсів з частотою повторення десятки гігагерців [209]. Використання кремнієвих хвилевідних модуляторів для імпульсного кодування інформації дозволить у декілька разів збільшити швидкість оброблення цифрової інформації.

Кремнієвий хвилевід виготовляють у вигляді смужки завширшки декілька мікрометрів та заввишки до мікрометра. Для утворення фазового модулятора по обидва боки хвилеводу формують *p*- та *n*-області і, пропускаючи інформаційні імпульси прямого струму через такий *p-i-n*-діод, локально змінюють показник заломлення кремнію за рахунок термооптичного ефекту. Розміщуючи фазовий модулятор в одному з плечей хвилевідного інтерферометра Маха–Цендера, імпульсні зміни фази перетворюють у зміни інтенсивності випромінювання (оптичні імпульси), які може реєструвати фотоприймач. Керуючи фазами оптичних імпульсів, підведених до дифракційних ґрат множиною хвилеводів, можна здійснювати просторову розгортку лазерного променя, потрібну для 3D-лідара.

У середньому інфрачервоному діапазоні (3–50 мкм) є декілька піддіапазонів з характерними для них лазерами, хвилеводами та іншими елементами. У піддіапазоні 3–15 мкм є спектральні лінії поглинання більшості хімічних сполук, що робить його важливим для спектроскопії та застосування в хімічних та біосенсорах. До того ж, випромінювання з довжинами хвиль 3–5 та 8–12 мкм потрапляє у вікна прозорості атмосфери, що використовують для вільнопросторового зв'язку та екологічного моніторингу за допомогою лідарів. Джерелом випромінювання для піддіапазону 3–15 мкм може бути неохолоджуваний квантово-каскадний лазер. Для роботи на довгих хвилях потрібне охолодження цього лазера до низьких температур.

У довгохвильовому ІЧ-діапазоні (50–1000 мкм), принаймні у піддіапазоні 50–100 мкм, можна створити інтегральні схеми з порожнис-

тими каналами, заповненими повітрям [210]. Терагерцове випромінювання цього діапазону здатне виявляти вибухівку, наркотики, а також вести спостереження крізь стіну.

Альтернативою розміщенню лазера на інтегральній схемі є використання оптичного волокна для введення випромінювання в кремнієвий хвилевід за допомогою дифракційних ґрат, витравлених у кремнієвій плівці.

Інтегральну схему можна зробити гнучкою, якщо кремнієву підкладку замінити полімерною. Новий напрям досліджень, спрямованих на розроблення нових методів отримання сенсорної інформації та оптичного з'єднання інтегральних схем, назвали гнучкою інтегральною фотонікою (англ. *flexible integrated photonics*). Гнучкі інтегральні схеми відкривають несподівані можливості, особливо в біології та медицині (наприклад, створення програмованих інтегральних схем на наномембранах, які повністю розчиняються в організмі після закінчення своєї дії) [211].

Енергетика. Сонячні електростанції набувають дедалі більшого поширення навіть у не дуже сонячних регіонах Землі. Сонячна енергетика змінить з часом технології будівництва житлових будинків та офісних центрів. Можливо, з'явиться у будівельних проектах такий параметр, як енергоефективність споруди, який спонукатиме до пошуку технологій більш раціонального використання сонячної енергії (сонячні панелі на дахах, вікна з прозорими плівками фотоелектричних перетворювачів, кондиціонери та холодильники на термоелектричному ефекті тощо).

Іде пошук нових матеріалів для фотоелектричних перетворювачів сонячної енергії, ефективніших та дешевших за кремній. Можливо, це будуть органічні напівпровідники.

Великі надії вчені покладали на лазерний термоядерний синтез, хоча навіть за досягнення у 2012 р. в американській установці *NIF* енергії лазерного імпульсу 1,85 МДж та потужності 500 ТВт, обіцяного запалювання керованої термоядерної реакції так і не сталося. Розрахунки виявилися неправильними – енергія та потужність лазерного імпульсу мають бути у декілька разів вищими. Нині (2018 р.) вчені намагаються досягти потрібного стискання та нагрівання за рахунок

узгодженої дії на термоядерне паливо (дейтерій-тритієву газову суміш) лазерного імпульсу та плазми сильного електричного розряду. Пропускання струму у десятки мільйонів амперів через металевий циліндрик розміром з п'ятак, заповнений термоядерним паливом, перетворює за 0,1 мкс метал на плазму електричного розряду, магнітне поле якого у декілька десятків тесл стискає плазму (пінч-ефект), а разом і газову суміш, а лазерний імпульс ще й підігріває її. Для порівняння: струм у блискавці не перевищує 0,5 МА.

Новим напрямом розвитку енергетики може стати біоенергетика, зокрема генерація світла внаслідок біолоюмінесценції рослин. Зроблені перші спроби прищепити до дерев світлодіодні ферменти, наявні у світлячках та деяких видах медуз. Може, колись такі світні дерева стануть окрасою вулиць та парків.

Засоби зв'язку. Завдяки потребі збільшити інформаційну ємність каналів оптичного зв'язку у 90-х роках ХХ ст. з'явилась надвисокочастотна фотоніка. Були сконструйовані лазерні модулі, в яких частота модуляції випромінювання лазерних діодів досягла 30 ГГц у разі керування струмом інжекції і 70 ГГц за використання зовнішнього електрооптичного модулятора. Смуга робочих частот $p-i-n$ -фотодіодів наблизилася до 110 ГГц. Волоконно-оптичні лінії зв'язку мають питомі втрати менше 0,2 дБ/км, а використання у волоконному кабелі ербієвих підсилювачів дозволяє збільшити відстань між регенераторами сигналів у магістральних лініях зв'язку до сотень кілометрів.

До 2020 р. кількість пристроїв, підключених до Інтернету, зросте до 60 млрд, що потребує повного переходу на оптичний зв'язок. Американська компанія «*Laser Light Communications*» здійснює перші кроки на шляху створення гібридної наземно-супутникової лазерної мережі.

Глобальна лазерна мережа передбачає поєднання наземних та підводних волоконно-оптичних ліній зв'язку з міжсупутниковою лінією лазерного зв'язку. У місцях зближення наземних та підводних ліній розташують вузли лазерного зв'язку із супутниками. Декілька сотень супутників літатимуть на висоті приблизно 36 000 км над Землею (на геостаціонарній орбіті, яка лежить у площині екватора). Супутник, який перебуватиме на такій орбіті, нерухомо висітиме над певною

ділянкою Землі («точкою стояння»), що дозволить антенам, зокрема оптичним телескопам лазерних ліній зв'язку, залишатися нерухомими. Корекція орбіти здійснюватиметься раз на декілька днів. Палива вистачить на 12–15 років, після чого супутник на залишках палива переводитиметься на 300 км вищу орбіту («орбіту захоронення»).

Супутниковий лазерний зв'язок здійснюватиметься на тих же довжинах хвиль, що і у волоконно-оптичних лініях, тобто 1525–1550 нм, причому зв'язок між будь-якими двома точками на планеті можна буде підтримувати на швидкості 100 Гбіт/с.

Проблема захмареного неба або поганої видимості вирішуватиметься передаванням інформації на вузол, розташований у зоні високої прозорості атмосфери.

Таблиця III

Перспективні оптоелектронні технології

Напрямок	Можливе застосування
Лазерний термоядерний синтез	Електроенергетика
Лазерне охолодження	Отримання конденсату Бозе–Ейнштейна та дослідження цього нового виду матерії
Органічні сонячні батареї	Освітлення приміщень та вулиць, живлення побутової електроніки
Фотонний двигун	Космічні кораблі
Штучна зорова система	Автопілоти транспортних засобів, виробничі роботи та андроїди зі штучним інтелектом
3D-фотоприймач	Розпізнавання цілей у 3D-лідарах
3D-сканер	Побудова комп'ютерних моделей реальних об'єктів та сцен, розпізнавання цілей у лідарах
Ближньопольова мікроскопія	Спостереження об'єктів за межею дифракційної роздільної здатності
Оптична пам'ять	Архівування великих обсягів інформації
Оброблення зображень	Розпізнавання образів та фільтрація зображень
Оптичні нейронні мережі	Розв'язання задач, для яких дуже складно або неможливо скласти алгоритм. Розроблення штучного інтелекту
Голографічний принтер	Об'ємні ілюстрації у друкованій продукції

Закінчення табл. III

Напря́м	Можливе застосування
3D-дисплей	Об'ємне телебачення, віртуальна реальність
3D-принтер	Швидке виготовлення прототипів розроблюваних механізмів, деталей складної форми, медичних протезів
Зв'язок на сплутаних станах фотонів	Захист інформаційних каналів від несанкціонованого доступу
Адаптивна оптика	Астрономічні матричні телескопи з комп'ютерним керуванням положення окремих дзеркал
Обернення хвильового фронту	Усунення спотворень лазерних пучків в атмосферних оптичних лініях зв'язку
Лазерна зброя	Військова та поліцейська техніка
Нанотехнології	Джерела світла на квантових точках, сонячні батареї, графенові прилади, наносенсиори, нанолітографія
Мікроелектромеханічні системи (МЕМС)	Керування світловими пучками за допомогою електричних мікромеханізмів
Метаматеріали	Створення матеріалів з надприродними властивостями
Плазмоніка	Біологічні та хімічні сенсори, спазери
Лазерна медицина	Терапія, хірургія, протезування

3D-друк. Швидкими темпами проникає у різні сфери життя лю

Моделювання. Уся наука – це моделювання навколишнього світу. Як насправді влаштована Природа, людина не знає і, можливо, ніколи не дізнається. Для пояснення фізичних явищ (і не тільки фізичних) люди вимушені подавати їх у вигляді простих і зрозумілих процесів та об'єктів, з якими стикаються кожного дня.

Давні греки зображували світлові промені у вигляді рук Сонця, які торкаються Землі. Декарт наповнив ефіром порожнечу простору. Ньютон уявляв світло маленькими частинками. Юнг, дивлячись на хвилі на воді, побачив у них підказку до механізму світлових явищ. Фарадей зв'язав тіла силовими лініями поля. Максвел показав, що зміна електричного поля викликає появу поруч змінного магнітного поля, а те, у свою чергу, генерує поблизу змінне електричне поле й ці поля, чіпляючись одне за одне, можуть поширюватись у просторі у вигляді хвиль без допомоги ефіру.

Лоренц писав у «Теорії електронів» [97], що «ефір займає весь простір між молекулами, атомами та електронами ... і проникає у всі

ці частинки. ...Навіть якщо частинки рухаються, ефір завжди залишається у спокої. Для того, щоб примиритися з цією на перший погляд вражаючою ідеєю, будемо уявляти собі частинки матерії як деякі місцеві зміни у стані ефіру». Інакше кажучи, за Лоренцом, усі елементарні частинки – це просто локальні збурення ефіру і нічого, окрім цього нерухомого ефіру, у Природи немає.

Моделювання стало інструментом дослідження природних явищ та об'єктів, а також конструювання об'єктів з надприродними явищами – метаматеріалів. Поки що структура метаматеріалів визначається уявою людини, але невдовзі конструктором метаматеріалів стане штучний інтелект, який наділить звичні предмети незвичними властивостями і світ навколо суттєво зміниться.

Ситуація у світі високих технологій змінюється дуже швидко. Для того, щоб відповідати викликам часу, усім треба постійно вчитися. Канадський письменник та вчений Стівен Лікок якось зауважив: «У всьому винний Ейнштейн. У 1905 р. він заявив, що абсолютного спокою немає, і з того часу його справді немає».

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Kao K. C. Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies / K. C. Kao, G. A. Hockham. – Proc. IEE. – 1966. – Vol. 113. – Issue 7. – P. 1151–1158.
2. Russel P. Photonic crystal fibers / P. Russel. – Science, 17 January 2003. – Vol. 299. – P. 358–362.
3. Чадюк В. О. Оптоелектроніка: від макро до нано. Генерація оптичного випромінювання. У 2 кн. / В. О. Чадюк. – Київ : НТУУ «КПІ», 2012. – Кн. 1. – 380 с. – Кн 2. – 436 с.
4. Пирс Дж. Электроны, волны и сообщения / Дж. Пирс. – М. : Гос. изд-во физ.-мат. л-ры, 1961. – 348 с.
5. Fibers [Electron. resource] // RP Photonics Encyclopedia. – Access link: <https://www.rp-photonics.com/fibers.html>
6. Harrington J. A. Infrared fiber optics [Electron. resource] / J. A. Harrington. – Access link: http://irfibers.rutgers.edu/resources/publications/2007/ir_fiber_review.pdf
7. Zubia J. Plastic optical fibers: an introduction to their technological processes and applications / J. Zubia, J. Arrue // Optical Fiber Technology. – 2001. – Vol. 7. – P. 101–140.
8. Козанне А. Оптика и связь / А. Козанне, Ж. Флере, Г. Мэтр, М. Руссо. – М. : Мир, 1984. – 504 с.
9. Marcuse D. Loss analysis of single-mode fiber splices / D. Marcuse // Bell Syst. Tech. J. – 1977. – Vol. 56. – P. 703–718.
10. Electro-optics handbook / Editors: R. W. Waynant, M. N. Ediger. – 2nd ed. – New York : McGraw-Hill Inc., 2000. – 911 p. – ISBN 0-07-068716-1.
11. Гауэр Дж. Оптические системы связи / Дж. Гауэр. – М. : Радио и связь, 1989. – 504 с. – ISBN 5-256-00113-2.
12. Singh S. P. Nonlinear effects in optical fibers: origin, management and applications / S. P. Singh, N. Singh. – Progress In Electromagnetics Research, PIER 7. – 2007. – P. 249–275.
13. Technical note: Suppression of stimulated Brillouin scattering [Electron. resource]. – Access link: http://www.jdsu.com/ProductLiterature/brillouin_scattering_tn cms_ae_0306.pdf
14. Yablonovitch E. Photonic crystals: semiconductors of light / E. Yablonovitch // Scientific American. – 2001. – N 12. – P. 47–55.

15. Ouzounov D. Generation of megawatt optical solitons in hollow-core photonic band-gap fibers / D. Ouzounov, F. Ahmad, D. Muller et al. // *Science*, 19, September 2003. – Vol. 301. – P. 1702–1704.
16. Benabid F. Hollow-core photonic bandgap fibre : new light guidance for new science and technology / F. Benabid // *Phil. Trans. R. Soc. A*, 15 December 2006. – Vol. 364. – N 1849. – P. 3439–3462.
17. Чадюк В. О. Оптоелектроніка: від макро до нано. Передавання, перетворення та приймання оптичного випромінювання : навч. посіб. У 2-х кн. / В. О. Чадюк. – Київ : КІП ім. Ігоря Сікорського, Вид-во «Політехніка», 2018. – Кн. 1. – 376 с.
18. Schow C. Get on the optical bus / C. Schow, F. Doany, J. Kash. – *IEEE Spectrum*, 2010. – N 9. – P. 34–35, 52–56.
19. Шеннон К. Связь при наличии шума / К. Шеннон // *Теория информации и ее приложения : сб. / под ред. А. А. Харкевича*. – М. : Гос. изд-во физ.-мат. л-ры, 1959. – С. 82–112.
20. Seeds A. J. Microwave photonics / A. J. Seeds, K. J. Williams // *Lightwave Technology J.* – 2006. – Vol. 24. – N 12. – P. 4628–4641.
21. Yi X. Integrated microwave photonics for wideband signal processing / X. Yi, S. X. Chew, S. Song et al. // *Photonics*. – 2017. – Vol. 4. – N 46. – P. 1–14.
22. Near-earth laser communications / Editor: H. Hemmati. – New York : CRC Press, 2009. – 386 p. – ISBN 978-0-8247-5381-8.
23. Yao J. Photonic generation of ultrawideband signals / J. Yao, F. Zeng, Q. Wang // *Journal of Lightwave Technology*. – 2007. – Vol. 25. – N 11. – P. 3219–3235.
24. Льюцци М. История физики / М. Льюцци. – М. : Мир, 1970. – 464 с.
25. Gabor D. A new microscopic principle / D. Gabor // *Nature*. – 1948. – Vol. 761. – N 161. – P. 777–779.
26. Денисюк Ю. Н. Голография с записью в трехмерных и двухмерных средах / Ю. Н. Денисюк // *Тр. Гос-венного оптич. ин-та им. С. И. Вавилова*. – 1969. – Т. 36. – Вып. 165. – С. 121–131.
27. Строук Дж. Введение в когерентную оптику и голографию. – М. : Мир, 1967. – 347 с.
28. Герчановская В. П. Новые профессии света / В. П. Герчановская, Э. Ф. Ипатов, А. П. Малова. – Киев : Техника, 1989. – 119 с. – ISBN 5-335-00327-8.
29. Кольер Р. Оптическая голография / Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лин. – М. : Мир, 1973. – 688 с.
30. Лосев О. В. У истоков полупроводниковой техники. Избранные труды / О. В. Лосев. – Л. : Наука, 1972. – 202 с.

31. The "Welte licht-ton-orgel" or "phototone organ" [Electron. resource] / / Edwin Welte. – Germany, 1936. – Access link: <https://120years.net/the-welte-licht-ton-orgele-weltegermany1936/>

32. Боухьюз Г. Оптические дисковые системы / Г. Боухьюз, Дж. Браат, А. Хейсер и др. – Радио и связь, 1991. – 280 с. – ISBN 5-256-00378-X.

33. Ландсберг Г. С. Оптика / Г. С. Ландсберг. – 6-е изд., перераб. и доп. – М. : Физматлит, 2004. – 848 с. – ISBN 5-9221-0314-8.

34. Габор Д. Голография (1948–1971) [Электронный ресурс] / Д. Габор // УФН. – 1973. – Т. 109. – Вып. 1. – С. 5–30. – Режим доступа : http://ufn.ru/ufn73/ufn73_1/Russian/r731a.pdf.

35. Франсон М. Голография / М. Франсон. – М. : Мир, 1972. – 248 с.

36. Милер М. Голография / М. Милер. – Л. : Машиностроение, 1979. – 207 с.

37. Вьено Ж. Ш. Оптическая голография. Развитие и применение / Ж. Ш. Вьено, П. Смигильский, А. Руайе. – М. : Мир, 1973. – 214 с.

38. Оптическая голография. В 2-х т. / Под ред. Г. Колфилда. – М. : Мир, 1982. – Т. 1, 2 – 736 с.

39. Голографический кинематограф [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://nikfi.ru/work/projects/holographic>

40. Денисюк Ю. Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения / Ю. Н. Денисюк // Докл. АН СССР. – 1962. – Т. 144. – С. 1275–1278.

41. Федоров Б. Ф. Цифровая голография / Б. Ф. Федоров, Р. И. Эльман. – М. : Наука, 1976. – 151 с.

42. Вест Ч. Голографическая интерферометрия / Ч. Вест. – М. : Мир, 1982. – 504 с.

43. Островский Ю. И. Голографическая интерферометрия / Ю. И. Островский, М. М. Бутусов, Г. В. Островская. – М. : Наука, 1977. – 336 с.

44. Корешев С. Н. Голограммные оптические элементы и устройства [Электронный ресурс] / С. Н. Корешев. – Режим доступа: http://aco.ifmo.ru/upload/publications/book_2013__236.pdf

45. Van Heerden P. J. Theory of optical information storage in solids / P. J. van Heerden // Applied Optics. – 1963. – Vol. 2. – Issue 3. – P. 393–400.

46. Burr G. W. Volumetric storage [Electron. resource] / G. W. Burr. – Access link : https://www.researchgate.net/profile/Geoffrey_Burr/publication/2861488_Volumetric_Storage/links/0912f50b79b163fe20000000.pdf

47. Суэмацу Я. Основы оптоэлектроники / Я. Суэмацу и др. – М. : Мир, 1988. – 288 с. – ISBN 5-03-001207-9.

48. Верещагин И. К. Введение в оптоэлектронику / И. К. Верещагин, Л. А. Косяченко, С. М. Кокин. – М. : Высш. шк., 1991. – 191 с.
49. Blake P. Graphene-based liquid crystal device / P. Blake, P. D. Brimicombe, R. R. Nair, T. J. Booth et al. // *Nano Letters*. – 2008. – Vol. 8. – Issue 6. – P. 1704–1708.
50. Sullivan A. A solid - state multi - planar volumetric display / A. Sullivan // *SID Symposium Digest of Technical Papers*. – 2003. – Vol. 34. – N 1. – P. 1531–1533.
51. Takaki Y. Super multi-view display with a lower resolution flat-panel display / Y. Takaki, K. Tanaka, J. Nakamura // *Optics Express*. – 2011. – Vol. 19. – N 5. – P. 4128–4139.
52. Takaki Y. Multi-projection of lenticular displays to construct a 256-view super multi-view display / Y. Takaki, N. Nago // *Optics Express*. – 2010. – Vol. 18. – N 9. – P. 8824–8835.
53. Ochiai Y. Fairy lights in femtoseconds: aerial and volumetric graphics rendered by focused femtosecond laser combined with computational holographic fields / Y. Ochiai, K. Kumagai, T. Hoshi et al. // *ACM Transactions on Graphics*. – 2016. – Vol. 35. – Issue 2. – Article N 17. – P. 1–14.
54. Yamaguchi M. Holographic 3-D printer / M. Yamaguchi, N. Ohyama, T. Honda // *SPIE*. – 1990. – Vol. 1212. – *Practical Holography IV*. – P. 84–92.
55. Montgomery H. C. An optical harmonic analyzer / H. C. Montgomery // *Bell Labs Tech. J.* – 1938. – Vol. 17. – Issue 3. – P. 406–415.
56. Elias P. Optics and communication theory / P. Elias // *JOSA*. – 1952. – Vol. 42. – N 11. – P. 869–889.
57. Папулис А. Теория систем и преобразований в оптике / А. Папулис. – М. : Мир, 1971. – 496 с.
58. Престон К. Когерентные оптические вычислительные машины / К. Престон. – М. : Мир, 1974. – 400 с.
59. Оптическая обработка информации / под. ред. С. П. Ерквича. – М. : Мир, 1966. – 380 с.
60. Гиббс Х. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света / Х. Гиббс. – М. : Мир, 1988. – 520 с. – ISBN 5-03-000952-3.
61. Акаев А. А. Оптические методы обработки информации / А. А. Акаев, С. А. Майоров. – М. : Высш. шк., 1988. – 237 с.
62. Vander Lugt A. B. Signal detection by complex spatial filtering / A. B. Vander Lugt // *IEEE Trans. Information Theory*. – 1964. – Vol. 10. – N 2. – P. 139–145.

63. Сороко Л. М. Основы голографии и когерентной оптики / Л. М. Сороко. – Л. : Наука, 1971. – 616 с.
64. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику / Дж. Гудмен. – М. : Мир, 1970. – 364 с.
65. Юу Ф. Т. С. Введение в теорию дифракции, обработку информации и голографию / Ф. Т. С. Юу. – М. : Сов. радио, 1979. – 304 с.
66. Василенко Г. И. Голографические распознающие устройства / Г. И. Василенко, Л. М. Цибулькин. – М. : Радио и связь, 1985. – 312 с.
67. Оптическая обработка информации, применения / под ред. Д. Касасента. – М. : Мир, 1980. – 330 с.
68. Исихара С. Оптические компьютеры / С. Исихара. – М. : Наука, 1992. – 96 с. – Сер. «Компьютеры в физике».
69. Цветков В. А. «Картинная» логика и жидкие кристаллы / В. А. Цветков, Н. А. Морозов, М. И. Елинсон // Квантовая электроника. – 1974. – Т. 1. – № 8. – С. 1785–1793.
70. McCulloch W. A logical calculus of the ideas immanent in nervous activity / W. McCulloch, W. Pitts // The Bulletin of Mathematical Biology. – 1943. – Vol. 5. – Issue 4. – P. 115–133.
71. Hebb D. The organization of behavior: a neuropsychological theory / D. Hebb. – New York, Wiley and Sons, 1949. – 378 p. – ISBN 978-0-471-36727-7.
72. Jaeger H. The «echo state» approach to analyzing and training recurrent neural networks / H. Jaeger // GMD Report 148. – German National Research Center for Information Technology, 2001. – 47 p.
73. Maass W. Real-time computing without stable states: a new framework for computation based on perturbations / W. Maass, T. Natschlager, H. Markram / Neural Computation. – 2002. – Vol. 11. – Issue 14. – P. 2531–2560.
74. Appeltant L. Information processing using a single dynamical node as complex system / L. Appeltant, M. C. Soriano, G. Van der Sande et al. // Nature Communications. – 2011. – Vol. 2. – Article N 468. – P. 1–6.
75. Paquot Y. Optoelectronic reservoir computing / Y. Paquot, F. Duport, A. Smerieri et al. / Scientific reports. – Vol. 2. – Article N 287. – P. 1–6.
76. Розенблатт Ф. Принципы нейродинамики: перцептроны и теория механизмов мозга / Ф. Розенблатт. – М. : Мир, 1965. – 480 с.
77. Уоссермен Ф. Нейрокомпьютерная техника. Теория и практика / Ф. Уоссермен. – М. : Мир, 1992. – 240 с. – ISBN 5-03-002115-9.
78. Галушкин А. И. Мемристоры в развитии высокопроизводительной вычислительной техники [Электронный ресурс] / А. И. Галушкин. –

Режим доступа: http://2014.nscf.ru/TesisAll/0_PostMoore_Plenar/08_009_GalushkinAI.pdf

79. Галушкин А. И. Нейрокомпьютеры в разработках военной техники США / А. И. Галушкин // Зарубежная радиоэлектроника. – 1995. – № 5. – С. 3–48.

80. Klehr A. High-power monolithic two-mode DFB laser diodes for the generation of THz radiation / A. Klehr, J. Fricke, A. Knauer et al. // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2008. – Vol. 14. – N 2. – P. 289–294.

81. Yao J. A tutorial on microwave photonics / J. Yao // IEEE Photonics Society Newsletter. – April 2012. – P. 4–12.

82. Seeds A. J. Terahertz photonics for wireless communications / A. J. Seeds, H. Shams, M. J. Fice, C. C. Renaud // Lightwave Technology J. – 2015. – Vol. 33. – N 3. – P. 579–587.

83. Capmany J. A tutorial on microwave photonic filters / J. Capmany, B. Ortega D. Pastor // Lightwave Technology J. – 2006. – Vol. 24. – N 1. – P. 201–229.

84. Capmany J. Microwave photonics: current challenges towards widespread application / J. Capmany, G. Li, C. Lim, J. Yao // Optics Express. – 2013. – Vol. 21. – N 19. – P. 22862–22867.

85. Хансперджер Р. Интегральная оптика: теория и технология / Р. Хансперджер. – М. : Мир, 1985. – 384 с.

86. Li X. Optoelectronics devices. Design, modeling and simulation / X. Li. – New York : Cambridge University Press, 2009. – 361 p. – ISBN 978-0-521-87510-3.

87. Sobol H. Milestones of microwaves / H. Sobol, K. Tomiyasu // IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques. – 2002. – Vol. 50. – N 3. – P. 594–611.

88. Alfano R. The ultimate white light / R. Alfano // Scientific American. – 2006. – Vol. 295. – N 6. – P. 64–71.

89. Capmany J. Microwave photonics combines two worlds // J. Capmany, D. Novak // Nature Photonics. – 2007. – Vol. 1, 01 June. – P. 319–330.

90. Sobol H. Microwave communications – an historical perspective / H. Sobol // IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques. – 1984. – Vol. 32. – Issue 9. – P. 1170–1181.

91. Paulson C. N. Ultra-wideband radar methods and techniques of medical sensing and imaging [Electron. resource] / C. N. Paulson, J. T. Chang, C. E. Romero et al. // SPIE International Symposium on Optics, Boston, MA,

USA. 23–26 October 2005. – 14 p. – Access link : <https://e-reports-ext.llnl.gov/pdf/325992.pdf>

92. Bellini M. Phase-locked white-light continuum pulses: toward a universal optical frequency-comb synthesizer / M. Bellini, T. W. Hänsch // *Optics Letters*. – 2000. – Vol. 25. – N 14. – P. 1049–1051.

93. Han Y. Photonic time-stretched analog-to-digital converter: fundamental concepts and practical considerations / Y. Han, B. Jalali // *Journal of Lightwave Technology*. – 2003. – Vol. 21. – N 12. – P. 3085–3103.

94. Weiner A. M. Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators / A. M. Weiner // *Review of Scientific Instruments*. – 2000. – Vol. 71. – N 5. – P. 1929–1960.

95. McKinney J. D. Millimeter-wave arbitrary waveform generation with a direct space-to-time pulse shaper / J. D. McKinney, D. E. Leaird, A. M. Weiner // *Optics Letters*. – 2002. – Vol. 27. – N 15. – P. 1345–1347.

96. Grodensky D. Ultra-wideband microwave-photonic noise radar based on optical waveform generation / D. Grodensky, D. Kravitz, A. Zadok // *IEEE Photonics Technology Letters*. – 2012. – Vol. 24. – N 10. – P. 839–841.

97. Лорентц Г. А. Теория электронов и ее применение к явлениям света и теплового излучения / Г. А. Лорентц. – М. : Гос. изд-во тех.-теор. л-ры, 1956. – 472 с.

98. Otto A. Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection / A. Otto // *Zeitschrift für Physik*. – 1968. – Vol. 216. – Issue 4. – P. 398–410.

99. Ritchie R. H. Plasma losses by fast electrons in thin films / R. H. Ritchie // *Phys. Rev.* – 1957. – Vol. 106. – Issue 5. – P. 874–881.

100. Powell C. J. Origin of the characteristic electron energy losses in aluminum / C. J. Powell, J. B. Swan // *Phys. Rev.* – 1959. – Vol. 115. – Issue 4. – P. 869–875.

101. Tolpygo K. B. Physical properties of a rock salt lattice made up of deformable ions [Electron. resource]. – Access link : <http://archive.ujp.bitp.kiev.ua/files/journals/53/si/53SI21p.pdf>

102. Kun H. On the interaction between the radiation field and ionic crystals [Electron. resource]. – Access link : <http://rspa.royalsocietypublishing.org/content/royprsa/208/1094/352.full.pdf>

103. Feynman R. P. There's plenty of room at the bottom: an invitation to enter a new field of physics [Electron. resource] / R. P. Feynman. – Access link : <http://calteches.library.caltech.edu/47/2/1960Bottom.pdf>

104. Ashkin A. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure / A. Ashkin // *Phys. Rev. Lett.* – 1970. – Vol. 24. – N 4. – P. 156–159.

105. Веселаго В. Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ / В. Г. Веселаго // УФН. – 1967. – Т. 92. – Вып. 3. – С. 517–526.
106. Bohren C. F. Absorption and scattering of light by small particles / C. F. Bohren, D. R. Huffman. – Weinheim : Wiley-VCH, 2004. – 530 p.
107. Ильинский Ю. А. Взаимодействие электромагнитного излучения с веществом / Ю. А. Ильинский, Л. В. Келдыш. – М. : Изд-во МГУ, 1989. – 304 с.
108. Guerra J. M. Photon tunneling microscopy of polymeric surfaces / J. M. Guerra, M. Srinivasarao, R. S. Stein // Science. – 26 November 1993. – Vol. 262. – P. 1395–1400.
109. Фейнман Р. Фейнмановские лекции по физике / Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. – Вып. 5. Электричество и магнетизм. – М. : Мир, 1972. – 304 с.
110. Гауэр Дж. Оптические системы связи / Дж. Гауэр. – М. : Радио и связь, 1989. – 504 с. – ISBN 5-256-00113-2.
111. Tonks L. Oscillations in ionized gases / L. Tonks, I. Langmuir // Phys. Rev. – 1929. – Vol. 33. – Issue 2. – P. 195–210.
112. Pitarke J. M. Theory of surface plasmons and surface-plasmon polaritons / J. M. Pitarke, V. M. Silkin, E. V. Chulkov, P. M. Echenique // Reports on Progress in Physics. – 2007. – Vol. 70. – P. 1–87.
113. Maier S. A. Plasmonics: fundamentals and applications / S. A. Maier. – New York : Springer, 2007. – 223 p.
114. Sreekanth K. V. Experimental demonstration of surface and bulk plasmon polaritons in hypergratings / K. V. Sreekanth, A. De Luca, G. Strangi // Scientific Reports. – 2013. – Vol. 3. – Article N 3291. – P. 1–7.
115. Pendry J. B. Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures / J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart, I. Youngs // Phys. Rev. Lett. – 1996. – Vol. 76. – N 25. – P. 4773–4776.
116. Kasprzak J. Bose-Einstein condensation of exciton polaritons / J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann et al. // Nature. – 2006. – Vol. 443. – P. 409–414.
117. Nanostructured materials for solar energy conversion / Edited by Tet-suo Soga. – Amsterdam : Elsevier, 2007. – 600 p.
118. Knight M. W. Photodetection with active optical antennas / M. W. Knight, H. Sobhani, P. Nordlander, N. J. Halas // Science. – 6 May 2011. – Vol. 232. – P. 702–704.

119. Jenn D. C. Plasma antennas: survey of techniques and current state of the art [Electron. resource] / D. C. Jenn. – Access link : <http://faculty.nps.edu/jenn/pubs/PlasmaReportFinal.pdf>

120. Bao W. Plasmonic near-field probes: a comparison of the campanile geometry with other sharp tips / W. Bao, M. Staffaroni, J. Bokor et al. // *Optics Express*. – 2013. – Vol. 21. – N 7. – P. 8166–8176.

121. Stockman M. I. Nanoplasmonics: past, present, and glimpse into future / M. I. Stockman // *Optics Express*. – 2011. – Vol. 19. – N 22. – P. 22029–22106.

122. Руска Э. Развитие электронного микроскопа и электронной микроскопии / Э. Руска // *УФН*. – 1988. – Т. 154. – Вып. 2. – С. 243–259.

123. Erni R. Atomic-resolution imaging with a sub-50-pm electron probe / R. Erni, M. Rossell, C. Kisielowski, U. Dahmen // *Phys. Rev. Lett.* – 2009. – Vol. 102. – Issue 9. – P. 96–101.

124. Бинниг Г. Сканирующая туннельная микроскопия – от рождения к юности / Г. Бинниг, Г. Рорер // *УФН*. – 1988. – Т. 154. – Вып. 2. – С. 261–278.

125. Zsigmondy R. Properties of colloids. Nobel lecture, December 11, 1926 [Electron. resource] / R. Zsigmondy. – Access link : http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/chemistry/laureates/1925/zsigmondy-lecture.pdf.

126. Synge E. H. A suggested method for extending microscopic resolution into ultra-microscopic region / E. H. Synge // *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science: Series 7*. – 1928. – Vol. 6. – Issue 35. – P. 356–362.

127. Pohl D. W. Optical stethoscopy: image recording with resolution $\lambda/20$ / D. W. Pohl, W. Denk, M. Lanz // *Appl. Phys. Lett.* – 1984. – Vol. 44. – Issue 7. – P. 651–654.

128. Minsky M. Memoir on inventing the confocal scanning microscope / M. Minsky // *Scanning*. – 1988. – Vol. 10. – P. 128–138.

129. Hell S. W. Toward fluorescence nanoscopy / S. W. Hell // *Nature Biotechnology*. – 2003. – Vol. 21. – N 11. – P. 1347–1355.

130. Moerner W. E. Optical detection and spectroscopy of single molecules in a solid / W. E. Moerner, L. Kador // *Phys. Rev. Lett.* – 1989. – Vol. 62. – N 21. – P. 2535–2538.

131. Denk W. Two-photon laser scanning fluorescence microscopy / W. Denk, J. H. Strickler, W. W. Webb // *Science, New Series*. – 1990. – Vol. 248. – N 4591. – P. 73–76.

132. Betzig E. Imaging intracellular fluorescent proteins at nanometer resolution / E. Betzig, G. H. Patterson, R. Sougrat et al. / *Science*. – 15 September 2006. – Vol. 313. – P. 1642–1645.

133. Rust M. J. Stochastic optical reconstruction microscopy (STORM) provides sub-diffraction-limit image resolution / M. J. Rust, M. Bates, X. Zhuang // *Nature Methods*. – 2006. – Vol. 3. – Issue 10. – P. 793–795.

134. Либенсон М. Н. Преодоление дифракционного предела в оптике [Электронный ресурс] / М. Н. Либенсон // *Соровский образовательный журнал*. – 2000. – Т. 6. – № 3. – С. 99–104. – Режим доступа: http://www.pereplet.ru/nauka/Soros/pdf/0003_099.pdf

135. Двайт Г. В. Таблицы интегралов и другие математические формулы / Г. В. Двайт. – М. : Наука, 1983. – 176 с.

136. Ohtsu M. Principles of nanophotonics / M. Ohtsu, K. Kobayashi, T. Kawazoe et al. – Boca Raton, London, New York : CRC Press, 2008. – 228 p. – ISBN 978-1-58488-972-4.

137. Вейко В. П. Лазерная нанотехнология формирования оптических антенн для ближнепольных микроскопов и исследование их характеристик / В. П. Вейко, Н. Б. Вознесенский, Ю. М. Воронин и др. // *Известия РАН. Сер. физ.* – 1999. – Т. 63. – № 10. – С. 1954–1963.

138. Bethe H. A. Theory of diffraction by small holes / H. A. Bethe // *The Phys. Rev.* – 1944. – Vol. 66. – Ns 7 and 8. – P. 163–182.

139. Казанцев Д. В. Безапертурная микроскопия ближнего оптического поля / Д. В. Казанцев, Е. В. Кузнецов, С. В. Тимофеев, А. В. Шелаев, Е. А. Казанцева // *УФН*. – 2017. – Т. 187. – № 3. – С. 277–295.

140. Park J. S. Optically sliced micro-PIV using confocal laser scanning microscopy (CLSM) / J. S. Park, C. K. Choi, K. D. Kihm // *Experiments in Fluids*. – 2004. – Vol. 37. – P. 105–119.

141. Nanoscopy and multidimensional optical fluorescence microscopy / Edited by A. Diaspro // Boca Raton. – London, New York : CRC Press, 2010. – 438 p. – ISBN 978-1-4200-7886-2.

142. Zipfel W. R. Nonlinear magic: multiphoton microscopy in the biosciences / W. R. Zipfel, R. M. Williams, W. W. Webb // *Nature Biotechnology*. – 2003. – Vol. 21. – N 11. – P. 1369–1377.

143. Фабрикант В. Работы П. Н. Лебедева по световому давлению / В. Фабрикант // *УФН*. – 1950. – Т. XLII. – Вып. 2. – С. 280–310.

144. Соколов И. В. Момент импульса электромагнитной волны, эффект Садовского и генерация магнитных полей в плазме / И. В. Соколов // *УФН*. – 1991. – Т. 161. – № 10. – С. 175–190.

145. Beth R. A. Mechanical detection and measurement of the angular momentum of light / R. A. Beth // *Phys. Rev.* – 1936. – Vol. 50. – N 2. – P. 115–127.
146. Frisch R. Experimenteller nachweis des einsteinschen strahlungsrückstobes / R. Frisch // *Zeitschrift für Physik.* – 1933. – Vol. 86. – Issue 1–2. – P. 42–48.
147. Эшкин А. Давление лазерного излучения / А. Эшкин // *УФН.* – 1973. – Т. 110. – Вып. 1. – С. 101–116.
148. Джеррард А. Введение в матричную оптику / А. Джеррард, Дж. М. Берч. – М. : Мир, 1978. – 344 с.
149. Durnin J. Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory / J. Durnin // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 1987. – Vol. 4. – N 4. – P. 651–654.
150. Stöber W. Controlled growth of monodisperse silica spheres in micron size range / W. Stöber, A. Fink, E. Bohn // *J. of Colloidal and Interface Science.* – 1968. – Vol. 26. – P. 62–69.
151. Van Blaaderen A. Synthesis and characterization of colloidal dispersions of fluorescent, monodisperse silica spheres / A. van Blaaderen, A. Vrij // *Langmuir.* – 1992. – Vol. 8. – N 12. – P. 2921–2931.
152. Xu G. New generation cadmium-free quantum dots for biophotonics and nanomedicine / G. Xu, S. Zeng, B. Zhang et al. // *Chemical Reviews.* – 2016. – Vol. 19. – Issue 116. – P. 12234–12327.
153. Li Y. Nanowire electronic and optoelectronic devices / Y. Li, F. Qian, J. Xiang, C. M. Lieber // *Materials Today.* – 2006. – Vol. 9. – N 10. – P. 18–27.
154. Miller S. E. Integrated optics: an introduction / S. E. Miller // *The Bell System Technical Journal.* – 1969. – Vol. 48. – N 7. – P. 2059–2069.
155. Pelosi G. The pavers of Maxwell's pathway to his equations: Ottaviano Fabrizio Mossotti [Electron. resource] / G. Pelosi, S. Selleri. *The Radio Science Bulletin.* 2015. – No 355. – P. 79–89. – Access link : <http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=7909476>
156. Rayleigh, Lord. On the influence of obstacles in rectangular order upon the properties of a medium / Lord Rayleigh // *Phil. Mag. Ser. 5.* – 1892. – Vol. 34. – Issue 211. – P. 481–502.
157. Lamb H. On group-velocity / H. Lamb // *Proc. London Math. Soc.* – 1904. – Vol. s2-1. – Issue 1. – P. 473–479.
158. Сейсян Р. П. Нанолитография в микроэлектронике (обзор) / Р. П. Сейсян // *Журн. тех. физ.* – 2011. – Т. 81. – Вып. 8. – С. 1–14.
159. Pendry J. B. Negative refraction makes a perfect lens / J. B. Pendry // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – Vol. 85. – N 18. – P. 3966–3969.

160. The zettabyte era: trends and analysis [Electron. resource]. – Access link : <https://www.cisco.com/c/en/us/solutions/collateral/service-provider/visual-networking-index-vni/vni-hyperconnectivity-wp.html>

161. Gu M. Optical storage arrays: a perspective for future big data storage / M. Gu, X. Li, Y. Cao // *Light: Science & Applications*. – 2014. – Vol. 3. – Issue e177. – P. 1–11.

162. Rodriguez-Oliveros R. Gold nanostars as thermoplasmonic nanoparticles for optical heating / R. Rodriguez-Oliveros, J. A. Sanchez-Gil // *Optics Express*. – 2012. – Vol. 20. – N 1. – P. 621–626.

163. Wang S. Photothermal effects of supramolecularly assembled gold nanoparticles for the targeted treatment of cancer cells / S. Wang, K. Chen, T. Wu et al. // *Angewandte Chemie International Edition*. – 2010. – Vol. 49. – Issue 22. – P. 3777–3781.

164. Spinelli P. Plasmonic light trapping in thin-film Si solar cells / P. Spinelli, V. E. Ferry, J. van de Groep et al. // *Journal of Optics*. – 2012. – Vol. 14. – N 2. – P. 1–11.

165. Catchpole K. R. Design principles for particle plasmon enhanced solar cells / K. R. Catchpole, A. Polman // *Appl. Phys. Lett.* – 2008. – Vol. 93. – Issue 191113. – P. 1–3.

166. Fleischmann M. Raman spectra of pyridine adsorbed at silver electrode / M. Fleischmann, P. J. Hendra, A. J. McQuillan // *Chem. Phys. Lett.* – 1974. – Vol. 26. – N 2. – P. 163–166.

167. Kneipp K. Single molecular detection using surface-enhanced Raman scattering (SERS) / K. Kneipp, Y. Wang, H. Kneipp et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 1997. – Vol. 78. – N 9. – P. 1667–1670.

168. Bantz K. C. Recent progress in SERS biosensing / K. C. Bantz, A. F. Meyer, N. J. Wittenberg // *Phys Chem Chem Phys*. – 2011. – Vol. 13. – Issue 24. – P. 11551–11567.

169. Govorov A. O. Generating heat with metal nanoparticles / A. O. Govorov, H. H. Richardson // *Nanotoday*. – 2007. – Vol. 2. – N 1. – P. 30–38.

170. Soda H. GaInAsP/InP surface emitting injection lasers / H. Soda, K. Iga, C. Kitahara, Y. Suematsu // *Japanese J. of Appl. Phys.* – 1979. – Vol. 18. – N 12. – P. 2329–2331.

171. Seurin J.-F. Progress in high-power high-efficiency VCSEL arrays / J.-F. Seurin, G. Xu, V. Khalfin et al. // *Proc. of SPIE*. – February 2009. – Vol. 7229. – P. 722903-1–722903-722903-11.

172. McCall S. L. Whispering-gallery mode microdisk lasers / S. L. McCall, A. F. J. Levi, R. E. Slusher et al. // *Appl. Phys. Lett.* – 1992. – Vol. 60. – Issue 3. – P. 289–291.

173. Deng H. Polariton lasing vs. photon lasing in a semiconductor microcavity / H. Deng, G. Weihs, D. Snoke et al. // PNAS. – 2003. – Vol. 100. – N 26. – P. 15318–15323.

174. Bhattacharya P. Room temperature electrically injected polariton laser / P. Bhattacharya, T. Frost, S. Deshpande et al. // Phys. Rev. Lett. – 2014. – Vol. 112. – Issue 23. – P. 236802–236807.

175. Bergman D. J. Surface plasmon amplification by stimulated emission of radiation: quantum generation of coherent surface plasmons in nanosystems / D. J. Bergman, M. I. Stockman // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 90. – Issue 2. – P. 027402–027405.

176. Flynn R. A. A room-temperature semiconductor spaser operating near 1,5 μm / R. A. Flynn, C. S. Kim, I. Vurgaftman et al. // Optics Express. – 2011. – Vol. 19. – N 9. – P. 8594–8961.

177. Летохов В. С. Генерация света рассеивающей средой с отрицательным резонансным поглощением / В. С. Летохов // ЖЭТФ. – 1967. – Т. 53. – № 4. – С. 1442–1452.

178. Wiersma D. S. The physics and applications of random lasers / D. S. Wiersma // Nature Physics. – May 2008. – Vol. 4. – P. 359–367.

179. Compton A. H. A quantum theory of the scattering of X-rays by light elements / A. H. Compton // The Phys. Rev. – 1923. – Vol. 21. – N 5. – P. 483–502.

180. Брагинский В. Б. Развитие методов квантовых измерений / В. Б. Брагинский // Успехи физич. наук. – 2005. – Т. 175. – № 6. – С. 621–627.

181. Vahala K. J. Optical microcavities / K. J. Vahala // Nature. – 2003, 14 August. – Vol. 424. – P. 839–846.

182. Hill M. T. Advances in small lasers [Electron. resource] / M. Hill, M. C. Gather. – Access link : https://research-repository.st-andrews.ac.uk/bitstream/handle/10023/6698/hill_gather_small_laser_review_nat_photon_main_final.pdf

183. Kimble H. J. Strong interactions of single atoms and photons in cavity QED / H. J. Kimble // Physica Scripta. – 1998. – Vol. T76. – P. 127–137.

184. Meschede D. One-atom maser / D. Meschede, H. Walther, G. Müller // Phys. Rev. Lett. – 1985. – Vol. 54. – Issue 6. – P. 551–554.

185. McKeever J. Experimental realization of a one-atom laser in the regime of strong coupling / J. McKeever, A. Boca, A. D. Boozer et al. // Nature. – 2003. – Vol. 425. – N 6955. – P. 268–271.

186. Фок В. А. Об интерпретации квантовой механики / В. А. Фок // Успехи физич. наук. – 1957. – Т. LXII. – Вып. 4. – С. 461–474.

187. Кадомцев Б. Б. Коллапсы волновых функций / Б. Б. Кадомцев, М. Б. Кадомцев // Успехи физич. наук. – 1996. – Т. 166. – № 6. – С. 651–659.

188. Брагинский В. Б. Квантовомеханические ограничения в макроскопических экспериментах и современная экспериментальная техника / В. Б. Брагинский, Ю. И. Воронцов // Успехи физич. наук. – 1974. – Т. 114. – Вып. 1. – С. 41–53.

189. Jaynes E. Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser / E. Jaynes, F.W. Cummings // Proc. of the IEEE. – 1963. – Vol. 51. – N 1. – P. 89–109.

190. Braginsky V. B. Quantum nondemolition measurements / V. B. Braginsky, Y. I. Vorontsov, K. S. Thorne // Science. – 1980. – Vol. 209. – N 4456. – P. 547–557.

191. Drever R. W. P. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator / R. W. P. Drever, J. L. Hall, J. Hough et al. // Appl. Phys. B. – 1983. – Vol. 31. – Issue 2. – P. 97–105.

192. Pound R. V. Electronic frequency stabilization of microwave oscillators / R. V. Pound // Review of Scientific Instruments. – 1946. – Vol. 17. – Issue 11. – P. 490–505.

193. Kessler T. A sub-40-mHz-linewidth laser based on a silicon single-crystal optical cavity / T. Kessler, C. Hagemann, C. Grebing et al. // Nature Photonics. – 2012. – Vol. 6. – N 10. – P. 687–692.

194. Guerlin C. Progressive field-state collapse and quantum non-demolition photon counting / C. Guerlin, J. Bernu, S. Deleglise et al. // Nature. – 2007. – Vol. 448. – Issue 23. – P. 889–893.

195. Тайш М. К. Сжатые состояния света / М. К. Тайш, Б. Э. А. Салэ // УФН. – 1991. – Т. 161. – № 4. – С. 101–136.

196. Алфёров Ж. И. История и будущее гетероструктур / Ж. И. Алфёров // Физика и техника полупроводников. – 1998. – Т. 32. – № 1. – С. 3–19.

197. Zewail A. H. Femtochemistry: atomic scale dynamics of the chemical bond using ultrafast lasers [Electron. resource]. – Access link: / https://www.nobelprize.org/nobel_prizes/chemistry/laureates/1999/zewail-lecture.pdf. – P. 274–367.

198. Ishikawa T. A compact X-ray free-electron laser emitting in the sub-angstrom region / T. Ishikawa, H. Aoyagi, N. Kumagai et al. // Nature Photonics. – 2012. – Vol. 6, issue 6. – P. 540–544.

199. Schlenvoigt H.-P. A compact synchrotron radiation source driven by a laser-plasma wakefield accelerator / H.-P. Schlenvoigt, K. Haupt, A. Debus et al. // Nature Physics. – 2008. – Vol. 4, issue 2. – P. 130–133.

200. Хэнш Т. В. Страсть к точности / Т. В. Хэнш // УФН. – 2006. – Т. 176. – № 12. – С. 1368–1380.
201. Bao Q. Atomic-layer graphene as saturable absorber for ultrafast pulsed lasers / Q. Bao, H. Zhang, Y. Wang et al. // Adv. Funct. Mater. – 2009. – Vol. 19, issue 19. – P. 3077–3083.
202. Zentgraf T. An optical “Janus” device for integrated photonics / T. Zentgraf, J. Valentine, N. Tapia et al. // Advanced Materials. – 2010. – Vol. 22, issue 23. – P. 2561–2564.
203. Riechle F. Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame: Sagnac effect in a matter-wave interferometer / F. Riechle, Th. Kisters, A. Witte et al. // Phys. Rev. Lett. – 1991. – Vol. 67. – N 2. – P. 177–180.
204. Luminar [Electron. resource]. – Access link: <https://www.luminartech.com/technology/index.html>
205. McManamon P. F. A review of phased array steering for narrow-band electrooptical systems / P. F. McManamon, P. J. Bos, M. J. Escuti et al. // Proc. of the IEEE. – 2009. – Vol. 97. – N 6. – P. 1078–1096.
206. Doylend J. K. Hybrid III/V silicon photonic source with integrated 1D free-space beam steering / J. K. Doylend, M. J. R. Heck, J. T. Bovington et al. // Optics Letters. – 2012. – Vol. 37. – N 20. – P. 4257–4259.
207. Morichetti F. Breakthroughs in Photonics 2013: toward feedback-controlled integrated photonics / F. Morichetti, S. Grillanda, A. Melloni // IEEE Photonics Journal. – 2014. – Vol. 6. – N 2. – P. 1–6.
208. Fang A. W. Electrically pumped hybrid AlGaInAs-silicon evanescent laser / A. W. Fang, H. Park, O. Cohen et al. // Optics Express. – 2006. – Vol. 14. – N 20. – P. 9203–9210.
209. Koch B. R. Mode-locked silicon evanescent lasers / B. R. Koch, A. W. Fang, O. Cohen et al. // Optics Express. – 2007. – Vol. 15. – N 18. – P. 11225–11233.
210. Soref R. A. Silicon waveguided components for the long-wave infrared region / R. A. Soref, S. J. Emelett, W. R. Buchwald // Journal of Optics A: Pure and Applied Optics. – 2006. – Vol. 8. – N 10. – P. 840–848.
211. Hu J. Flexible integrated photonics: where materials, mechanics and optics meet / J. Hu, L. Li, H. Lin et al. // Optical Materials Express. – 2013. – Vol. 3. – N 9. – P. 1313–1331.

ІМЕННИЙ ПОКАЖЧИК

- Аббе Ернст (Abbe Ernst, 1840–1905) 67, 100, 234, 236, 256, 262, 269
- Авогадро Амедео (Avogadro Amedeo, 1776–1856) 213
- Алфано Роберт (Alfano Robert) 190
- Арош Серж (Haroche Serge) 249
- Архімед (Archimedes, 287–212 до н. е.) 250
- Аскар'ян Гурген (1928–1997) 248
- Ашкін Артур (Ashkin Arthur) 248
- Баріш Барі (Barish Barry) 289
- Белл Александер (Bell Alexander, 1847–1922) 6, 61
- Белл Чічестер (Bell Chichester, 1848–1924) 61
- Бентон Стефан (Benton Stephen, 1941–2003) 60
- Бер Аугуст (Beer August, 1825–1863) 49, 227
- Бергман Девід (Bergman David) 278
- Бессель Фрідріх (Bessel Friedrich, 1784–1846) 148
- Бет Річард (Beth Richard) 248
- Бетціг Ерік (Betzig Eric) 235
- Бінніг Герд (Binnig Gerd) 234
- Бітцер Дональд (Bitzer Donald) 116
- Блаадерен Альфонс ван (Van Blaaderen Alfons) 259
- Блоджетт Кетрін (Blodgett Katharine, 1898–1979) 221
- Богс Девід (Boggs David) 42
- Бозе Шат'єндранат (Bose Satienda Nath, 1894–1974) 226, 278
- Больцман Людвіг (Boltzmann Ludwig, 1844–1906) 249
- Бор Нільс (Bohr Niels, 1885–1962) 285, 287
- Брагінський Володимир (1931–2016) 288
- Браун Карл (Braun Karl, 1850–1918) 115
- Брегг Вільям (Bragg William, 1890–1971) 263
- Бріллюєн Леон (Brillouin Leon, 1889–1969) 204, 207
- Брюстер Девід (Brewster David, 1781–1868) 133, 256
- Бугер П'єр (Bouguer Pierre, 1698–1758) 49, 227
- Вайнленд Девід (Wineland David) 249
- Вайсс Райнер (Weiss Rainer) 288, 289
- Ван Блаадерен Альфонс (Van Blaaderen Alfons) 259
- Ван дер Ваальс Йоханес (Van der Waals Johanness, 1837–1923) 234
- Ван дер Люгт Ентоні (Vander Lugt Anthony, 1937–2000) 146
- Вельте Едвін (Welte Edwin, 1876–1958) 61
- Веселаго Віктор 212
- Вільсон Роберт (Wilson Robert) 116
- Вільсон Чарльз (Wilson Charles, 1869–1959) 282
- Вінер Норберт (Wiener Norbert, 1894–1964) 165
- Вітстон Чарльз (Wheatstone Charles, 1802–1875) 133
- Воронцов Юрій 288
- Вуд Роберт (Wood Robert, 1868–1955) 210
- Габор Денніс (Gabor Dennis, 1900–1979) 60, 68, 79, 81, 235
- Гарнет Максвел (Garnett Maxwell, 1880–1958) 211
- Гаусс Карл (Gauss Carl, 1777–1855) 251
- Гейгер Ганс (Geiger Hans, 1882–1945) 283
- Гейзенберг Вернер (Heisenberg Werner, 1869–1930) 285, 287
- Гейм Андрій 212
- Герц Генріх (Hertz Heinrich, 1857–1894) 174, 231
- Глаголева-Аркадьєва Олександра (1884–1945) 174
- Гольдберг Емануель (1881–1970) 145
- Грегг Девід (Gregg David) 61

- Гримальді Франческо (Grimaldi Francesco, 1618–1663) 67
- Гук Роберт (Hooke Robert, 1635–1703) 5
- Гюго Віктор (Hugo Victor, 1802–1885) 59
- Гюйгенс Христіан (Huygens Christian, 1629–1695) 73, 79
- Да Вінчі Леонардо (Da Vinci Leonardo, 1452–1519) 59
- Дагер Луї (Daguerre Louis, 1757–1851) 59
- Де Бройль Луї (de Broglie Louis, 1892–1987) 71, 228, 234, 248, 290
- Демельт Ганс (Dehmelt Hans, 1922–2017) 249
- Денисюк Юрій (1927–2006) 60, 88
- Денк Вінфрід (Denk Winfried) 235
- Джайєвер Айвар (Glauber Ivar) 218
- Джозефсон Брайан (Josephson Brian) 218
- Дірак Поль (Dirac Paul, 1902–1984) 217
- Діркс Генрі (Dircks Henry, 1806–1873) 128
- Доплер Крістіан (Doppler Christian, 1803–1853) 255
- Древер Рональд (Drever Ronald, 1931–2017) 288
- Дрекслер Ерік (Drexler Eric) 211
- Друде Пауль (Drude Paul, 1863–1906) 217
- Еверет Хью (Everett Hue, 1930–1982) 287
- Евклід (III ст. до н. е.) 59
- Ейнштейн Альберт (Einstein Albert, 1879–1955) 226, 248, 278, 282, 288, 290
- Ейрі Джордж (Airy George, 1801–1892) 65, 148, 236
- Еліас Пітер (Elias Peter, 1923–2001) 144
- Епікур (бл. 341–270 до н. е.) 62, 69
- Есакі Лео (Esaki Leo) 212
- Істмен Джордж (Eastman George, 1854–1932) 60
- Зворикін Володимир (1888–1982) 115
- Зеєман Пітер (Zeeman Pieter, 1865–1943) 210
- Зігмонді Ріхард (Richard Zsigmondy, 1865–1929) 235, 243
- Зідентопф Генрі (Siedentopf Henry, 1872–1940) 235
- Зоммерфельд Арнольд (Sommerfeld Arnold, 1868–1951) 217
- Каммінгс Фред (Cummings Fred) 288
- Као Чарльз (Kao Charles) 6
- Келдиш Леонід (1931–2016) 218
- Кеплер Йоган (Kepler Johannes, 1571–1630) 247
- Керр Джон (Kerr John, 1824–1907) 194, 271
- Кнолл Макс (Knoll Max, 1897–1969) 234
- Коен-Таннуджі Клод (Cohen-Tannoudji Claude) 249
- Колладон Жан (Colladon Jean, 1802–1893) 5
- Комптон Артур (Compton Arthur, 1892–1962) 248, 282
- Кречман Ервін (Kretschmann Erwin) 223, 225
- Крукс Вільям (Crookes William, 1832–1919) 115
- Кун Хуанг (Kun Huang, 1919–2005) 211
- Ламберт Йохан (Lambert Johann, 1728–1777) 49, 227
- Ландау Лев (1908–1968) 144
- Ландсберг Григорій (1890–1957) 195
- Лебедев Петро (1866–1912) 248
- Лейт Еммет (Leith Emmett, 1927–2005) 60, 82
- Леман Отто (Lehmann Otto, 1855–1922) 119
- Лемб Вілліс (Lamb Willis, 1913–2008) 288
- Лемб Горацій (Lamb Horace, 1849–1934) 266
- Ленгмюр Ірвінг (Langmuir Irving, 1881–1957) 220
- Лєтохов Владислав (1939–2009) 281
- Лі Тингі (Li Tingue) 256
- Ліпман Габріель (Lippmann Gabriel, 1845–1921) 60, 88, 91
- Лоренц Людвіг (Lorentz Ludwig, 1829–1891) 216, 266
- Лоренц Хендрик (Lorentz Hendrik, 1853–1928) 210, 213, 266
- Лосєв Олег (1903–1942) 61
- Льюїс Гілберт (Lewis Gilbert, 1875–1946) 290
- Маас Вольфганг (Maas Wolfgang) 167

- Майкельсон Альберт (Michelson Albert, 1852–1931) 92, 196
- МакКівер Джейсон (McKeever Jason) 284
- Мак-Колл Семюел (McCall Samuel, 1940–1995) 277
- Мак-Каллок Воррен (McCulloch Warren, 1898–1969) 165
- Максвел Джеймс (Maxwell James, 1831–1879) 210, 247, 290
- Мандельштам Леонід (1879–1944) 195, 204, 207
- Мах Ернст (Mach Ernst, 1838–1916) 79, 92, 169, 178, 185, 265
- Меткалф Роберт (Metcalf Robert) 42
- Мі Густав (Mie Gustav, 1868–1957) 211
- Мінські Марвін (Minsky Marvin, 1927–2016) 235
- Морзе Семюел (Morse Samuel, 1791–1872) 5
- Моссотті Оттавіано (Mossotti Ottaviano, 1791–1863) 215, 266
- Мьорнер Вільям (Moerner William) 235
- Новосьолов Костянтин 212
- Ньєпс Жозеф (Niepce Joseph, 1765–1833) 59
- Ньютон Ісаак (Newton Isaac, 1642–1727) 67, 282
- Отто Андреас (Otto Andreas) 210, 225
- Пауел Цедрік (Powel Cedric) 222
- Паулі Вольфганг (Pauli Wolfgang, 1900–1958) 217, 249
- Паунд Роберт (Pound Robert, 1919–2010) 289
- Пендрі Джон (Pendry John) 269
- Пеппер Джон (Pepper John, 1821–1900) 128
- Перо Альфред (Perot Alfred, 1863–1925) 161, 283, 289
- Петцваль Йозеф (Petzval Jozef, 1807–1891) 60
- Пірс Джон (Pierce John, 1910–2002) 5, 9, 174, 190
- Пітс Волтер (Pitts Walter, 1923–1969) 165
- Планк Макс (Planck Max, 1858–1947) 114, 227, 248, 282, 285, 290
- Пойнтінг Джон (Poynting John, 1852–1914) 219, 252
- Пуассон Симеон (Poisson Simeon, 1781–1840) 291
- Рабі Ісидор (Rabi Isidor, 1898–1988) 250, 254, 285, 288
- Раман Чандрасекхара (Raman Chadrachekhara, 1888–1970) 195
- Рассел Джеймс (Russel James) 61
- Рассел Філіп (Russel Philip) 7
- Рейніцер Фрідріх (Reinitzer Friedrich, 1857–1927) 119
- Рейс Фердинанд-Фрідріх (1778–1852) 126
- Релей (лорд Релей, Rayleigh, титул Джона Стретта John Strutt, 1842–1919) 66, 234, 236, 238, 256, 266, 277
- Розенблат Френк (Rosenblatt Frank, 1928–1971) 170
- Розінг Борис (1869–1933) 115
- Рорер Генріх (Rohrer Heinrich, 1933–2013) 234
- Руска Ернст (Ruska Ernst, 1906–1988) 234
- Садовський Олександр (1859–1923) 248
- Свен Джон (Svan John) 222
- Сінг Едвард (Synge Edward, 1890–1957) 235
- Слоттов Джин (Slottov Gene, 1921–1989) 116
- Сороко Лев (1923–2009) 70
- Старквезер Гарі (Starkweather Gary) 140
- Стокман Марк (Stockman Mark) 278
- Стокс Джордж (Stokes George, 1819–1903) 250, 252
- Строук Джордж (Stroke George, 1924–2007) 67
- Стюбер Вернер (Stöber Werner, 1925–2007) 259
- Талбот Вільям (Talbot William, 1800–1877) 59
- Тейнтер Чарльз (Tainter Charles, 1854–1940) 6, 61
- Термен Лев (1896–1993) 6
- Тиндаль Джон (Tyndall John, 1820–1893) 6

- Толпиго Кирило (1916–1994) 211
- Томсон Джозеф (Thomson Joseph, 1856–1940) 115, 210, 282
- Тонкс Леві (Tonks Lewi, 1897–1971) 220
- Торн Кіп (Thorne Kip) 288, 289
- Уеджвуд Томас (Wedgwood Thomas, 1771–1805) 59
- Упатнієкс Юріс (Upatnieks Uris) 60, 82
- Фабрі Шарль (Fabry Charles, 1867–1945) 161, 283, 289
- Фарадей Майкл (Faraday Michael, 1791–1867) 210
- Фейнман Річард (Feynman Richard, 1918–1988) 210, 211, 219
- Фермі Енріко (Fermi Enrico, 1901–1954) 217
- Філліпс Вільям (Phillips William) 249
- Фраунгофер Йозеф (Fraunhofer Joseph, 1787–1826) 62, 83, 147
- Фредерікс Всеволод (1885–1944) 120
- Френель Огюстен (Fresnel Augustin, 1788–1827) 62, 73, 79, 83, 92, 256
- Фриш Отто (Frisch Otto, 1904–1979) 248
- Фуко Леон (Foucault Leon, 1819–1868) 144
- Фур'є Жозеф (Fourier Joseph, 1768–1830) 64, 67, 83, 86, 92, 94, 145, 150, 203
- Хаас Харольд (Haas Harold) 55
- Хебб Дональд (Hebb Donald, 1904–1985) 165
- Хейлмейер Джордж (Heilmeyer George, 1936–2014) 120
- Хель Штефан (Hell Stefan) 235, 245
- Хенш Теодор (Hänsch Theodor) 197, 249
- Хеттінгер Джон (Hettinger John) 231
- Хокхем Джордж (Hockham George) 6
- Холл Джон (Hall John) 197, 289
- Хорнбек Ларі (Hornbeck Larry) 128
- Цендер Людвіг (Zehnder Ludwig, 1854–1949) 79, 92, 169, 178, 185, 265
- Чу Стівен (Chu Steven) 249
- Шавлов Артур (Schawlow Arthur, 1921–1999) 249
- Шاپіро Стенлі (Shapiro Stanley) 190
- Шапп Клод (Claude Chappe, 1763–1805) 5
- Шредінгер Ервін (Schrodinger Erwin, 1887–1961) 285
- Штарк Йоганнес (Stark Johannes, 1874–1957) 249, 253
- Юкава Хідекі (Ukawa Hideki, 1907–1981) 240
- Юнг Томас (Young Thomas, 1773–1829) 67, 69
- Ямагучі Масахіро (Yamaguchi Masahiro) 142

ПРЕДМЕТНИЙ ПОКАЖЧИК

- Аберация оптичної системи 6
Автокореляція функції 154
Амплітуда електричного поля хвилі
– векторна 76
– комплексна 76
– скалярна 64, 76
Акомодація 133
Аналого-цифровий перетворювач 184, 199
Антенa
– радіодіапазону 231
– оптична 232
– плазмова 231
Апертура
– числова мікрооб’єктива 238
– – волокна 17
Атом рідбергівський 284
Біосенсор 272
Бістабільність оптична 160
Вектор хвильовий плазмона 222
Вимірювання квантове неруйнівне 289
Взаємодія вандерваальсова 262
Відстань Релея 256
Вікно прозорості волокна 26
Воксель 68
Волокно оптичне 6
– активне 35
– безоболонкове багатомодове 12
– кварцове 7, 10, 13
– – багатомодове 13, 18
– – бреггівське 32
– – градієнтне 12
– – одномодове 13, 18
– кристалічне 11
– полімерне 11, 13
– ступінчасте 12
– фотоннокристалічне 7, 12
– – з твердою серцевиною 29
– – з порожнистою серцевиною 29, 31
Втрати оптичного волокна 25
Генерація
– оптичного шуму 204
– ультракоротких оптичних імпульсів 201
Глибина
– кольору 125
– проникнення еванесцентного поля 219
Голка оптична 256
Голограма 70
– відбивна Денисюка 88
– мультиплексна (складена) 90, 142
– осьова Габора 81
– позаосьова Лейта-Упатнієкса 60, 82
– райдужна 60, 84
– синтезована 93
– сфокусованих зображень 83
– цифрова 92
– Фур’є 86
Голографія
– акустична 72
– оптична 71
– цифрова 71, 92
Гребінка частотна 196
Густина оптична фотоматеріалу 104
Дагеротипія 59
Дельта-функція Дірака 157
Демультимплексування сигналів 33
Диск
– Ейрі 65, 148
– оптичний 61, 269
– – голографічний 99, 269
– – CD 61, 97
– – DVD 97
– – Blu-ray 98, 269
Дисперсія
– матеріальна 22
– модова 20
– нормальна 22
– хвилевідна 22
Дисплей
– багаторакурсний 137
– волюметричний 136
– електронно-променевий 115, 270
– з тунельною емісією 119

- на автоелектронній емісії 118
- на квантових точках 270
- плазмовий 116
- рідкокристалічний 119, 271
- 3D 133, 137
- Діапазон чутливості спектральний 103
- Експозиція фотоматеріалу 104
- Екстинкція 26
- Електродинаміка резонатора квантова 283
- Електрострикція 205
- Електрофорез 126
- Елемент
 - дифракційний оптичний 202
 - оптичний голографічний 96
 - сонячний плазмонний 271
- Ефект
 - Гуса-Хенхена 16
 - квантово-розмірний 227
 - Керра 23
 - тунельний
 - – електронний 217
 - – оптичний 16
 - Штарка змінний 249, 253
- Ефективність голограми дифракційна 105
- Заломлення негативне 268
- Захоплення частинки лазерне 250
- Зв'язок
 - бездротовий 57
 - гальванічний 5
 - з паралельним доступом (CDMA) 201
 - молекулярний 261
 - надширокопосмуговий 190
 - оптичний 5, 54, 56
- Здатність роздільна
 - дисплею 125
 - зображення 65
 - оптичної системи
 - – кутова 66
 - – лінійна 66
 - фотоматеріалу 103
- Змішування чотирихвильове 195
- Зона заборонена фотонна 30
- Ідентифікація образів 154
- Інтерферометр
 - інтегрально-оптичний Маха-Цендера 265
 - Інтенсивність
 - інтерференційної картини 77
 - розсіяного випромінювання 238
 - Інтерферометрія голографічна 60, 95
 - Кабель
 - «вита пара» 34
 - волоконно-оптичний 34
 - коаксіальний 34
 - Калотипія 59
 - Канал оптичний атмосферний 49
 - Коефіцієнт
 - екстинкції 26
 - підсилення резонансний 273
 - Коливання
 - ленгмюрівські 220
 - об'ємні плазмові 221
 - Компакт-диск 61
 - Конвергенція 133
 - Конденсат Бозе-Ейнштейна 226
 - Контраст інтерференційних смуг 105
 - Контролер поляризації 208
 - Контроль атмосферного повітря 198
 - Копіювання голограм 110
 - Корелятор оптичний 158
 - Крива характеристична фотоматеріалу 104
 - Критерій Релея 66, 234, 236
 - Крос-кореляція функцій 154
 - Крос-модуляція фазова 194
 - Лазер напівпровідниковий
 - з вертикальним резонатором та поверхневим випромінюванням 277
 - з розподіленим бреггівським відбивачем 127
 - з розподіленим зворотним зв'язком 127
 - мікродисковий 277
 - поляритонний 226, 278
 - Лазер
 - атомний 278, 284
 - випадковий 281
 - одноатомний 284
 - Лінія зв'язку
 - вільно-просторова 44
 - волоконно-оптична
 - – магістральна 43
 - – солітонна 43

- Лічба фотонів 53
Логіка картинна 162
Межа дифракційна Аббе 235
Метаматеріал 265
Метод
– гребінки оптичних частот 197
– голографії сфокусованих зображень 83
– двох експозицій в інтерферометрії 95
– інтегральної фотографії Ліпмана 91
– кольорової фотографії Ліпмана 88
– райдужної голографії Бентона 84
– реального часу в інтерферометрії 95
– осової голографії Габора 81
– позаосової голографії Лейта-Упатнієкса 82
Мережа
– волоконно-оптична локальна 40
– Ethernet 42
– Інтернет 55
Мікрорезонатор оптичний
– кільцевий хвилевідний 188
– Фабрі-Перо 284, 287
Мікроскоп
– оптичний блиижньопольовий
– – апертурний 242
– – безапертурний 242
– конфокальний 244
Мікроскопія
– багатофотонна (*MPM*) 247
– електронна 234
– конфокальна сканувальна 244
– на основі вимушеного гасіння люмінесценції (*STED*) 245
– на основі фотоактивованої стохастичної локалізації молекул (*PALM/STORM*) 246
– оптична 234
Мода
– оптичного волокна 17
– шепітної галереї 277
Модель
– оптичного середовища
– – осциляторна (Лоренца) 213
– електропровідності металу (Друде) 217
Модулятор
– Маха-Цендера інтегрально-оптичний 179, 183, 185
Мультиплексування
– сигналів 33
– з розмежуванням за довжинами хвиль (*DWDM*) 198
– з розмежуванням у часі 198
Нанодріт 260
Нанолазер 276
Нанолітографія ультрафіолетова 262
Наносенсор волоконно-оптичний 274
Нейрокомп'ютер 170
Нейромережа
– оптична 166
– природна 163
– рекурентна 167
– штучна 165
Нейрон 164
Операція
– згортки двох функцій 155
– крос-кореляції двох функцій 154
Опточип 38
Осцилятор
– гармонічний 213
– квантово-механічний 221
Охолодження лазерне
– доплерівське 249
– сізіфове (градієнтне) 249
Пам'ять
– голографічна 99
– оптична
– – дискова 97
– – об'ємна 100
Паралакс 133
Передавач
– лазерний 46
– світлодіодний 48
Передача сигналу
– на оптичній несучій 48
– на НВЧ піднесучій 48
Переріз
– поглинання наночастинки 230
– розсіяння наночастинки 230

- Перетворення оптичне
 - аналого-цифрове
 - – просторово-часове 200
 - – часо-просторове 200
 - Фур’є
 - – пряме 86, 152
 - – зворотне 87, 153
- Перетяжка лазерного пучка 251
- Період інтерференційної картини 78
- Підсилювач оптичний
 - волоконний 35
 - трансїмпедансний 38
- Плазмон 220
- Площа моди ефективна 19
- Площина просторових частот 150
- Показник заломлення
 - дійсний 215
 - комплексний 251
 - негативний 267
- Показник поглинання 215
- Поле
 - еванесцентне 16, 218
 - оптичне ближнє 240
- Поляризація в електричному полі
 - наночастинки 229
 - середовища 214
- Поляризація випромінювання
 - азимутальна 258
 - лінійна 257
 - еліптична 258
 - радіальна 257
- Поляризованість
 - електронна 214
 - наночастинки 229
- Поляритон 225
- Помножувач фотоелектронний 53
- Принцип подвійної дифракції Аббе 67
- Приймання сигналів
 - когерентне (гетеродинне) – 50, 180
 - некогерентне (пряме) 50, 180
- Принтер
 - голографічний 142
 - лазерний 141
- Проектор
 - рідкокристалічний (*LCD*) 119
 - цифровий (*DLP*) 131
- Пропускання
 - амплітудне 149
 - волокна 26
- Процесор
 - зображень аналоговий оптичний 152
 - цифровий оптичний 160
- Процес Стюбера 259
- Пучок лазерний
 - бессель-гауссів 258
 - гауссів 251
 - недифраговний 256
- Радар шумовий 205
- Радіус
 - моди 19
 - критичний вигину волокна 27
 - перетяжки лазерного пучка 251
 - пучка лазерного 251
- Резонанс
 - поверхневий плазмовий 221
 - – локалізований 229
- Резонатор
 - кільцевий
 - – інтегрально-оптичний 265
 - – розрізаний 267
- Решітка оптична 253, 255
- Рівняння
 - гармонічного осцилятора 213
 - фотоефекту 282
- Розпізнавання образів голографічне 151
- Розподіл
 - інтенсивності
 - – гауссова пучка 251
 - – диску Ейрі 65
 - – дифрагованого світла 64
 - потоку фотонів
 - – пуассонівський 291
 - – субпуассонівський 291
- Розсіяння світла
 - бріллюенівське 23
 - вимушене Мандельштама-Бріллюена 195, 204
 - динамічне у рідких кристалах 121
 - раманівське (комбінаційне) 195
 - – підсилене поверхнею (*SERS*) 273

- релеївське 25
- Самомодуляція фазова 194
- Самоскладання молекулярне 260
- Сила дії на частинку 250
- Скін-ефект 8
- Скло кварцове 7
- Солітон
 - просторовий 43
 - часовий 43
- Спазер 278
- Спектроаналізатор 264
- Стан світла стиснений 291
- Стереодисплей 135
- Стереоскоп 134
- Суперконтинуум 193, 196
- Твіст-ефект у рідкому кристалі 122
- Телеграф оптичний 5
- Теорема Еренфеста про середні значення 212
- Теорія електронна Лоренца 210, 213
- Терапія
 - фотодинамічна 275
 - фототермічна 275
- Терафлопс 37
- Технологія
 - кварцового волокна 10, 13
 - рідинного світловоду 15
 - виготовлення наночастинок 258
 - вирощування напівпровідникових дріт-тів 260
 - інтегрально-оптичних елементів 263
 - МЕМС 39
 - фотоннокристалічного волокна 28
- Тиск світла 250
- Томографія оптична когерентна 199
- Трубка
 - електронно-променева 115
 - Крукса 115
- Ультрамікроскопія 237
- Умова
 - одномодового режиму у волокні 18
 - резонансу для лазера 286
 - стаціонарної інтерференції 74
 - фазового синхронізму 224
- Фільтрація
 - оптична НВЧ-сигналу 181
 - просторова 152
- Фільтр
 - високих просторових частот 153
 - голографічний 156
 - низьких просторових частот 153
 - режекторний оптичний 179, 182
 - смуговий просторових частот 153
 - трансверсальний оптичний 182
- Формула
 - Ейрі 65
 - Релея 238
- Фотобарабан принтера 141
- Фотографія
 - інтегральна Ліпмана 60, 90
 - кольорова Ліпмана 60, 88
- Фотозмішування 175
- Фотоприймач лінії зв'язку 49
- Фотофон 6
- Фронт хвильовий 69
- Функція
 - діелектрична 214
 - згортки 154
 - оптична передатна 159
 - розсіювання точки 158
- Фур'є-образ 150
- Хвилевід інтегрально-оптичний 263
- Хвиля еванесцентна 218
- Частота
 - плазмових коливань 214
 - Рабі 254
- Чутливість матеріалу
 - голографічного 105
 - фотографічного 103
- Швидкість
 - сигналу
 - – електричного 8
 - – оптичного 8
 - хвилі
 - – групова 8
 - – фазова 8
- Ширина забороненої зони
 - напівпровідникового нанокристала 228
 - фотонного кристала 30

Навчальне видання

Чадюк Вячеслав Олексійович

Оптоелектроніка: від макро до нано

**Передавання, перетворення
та приймання
оптичного випромінювання**

Навчальний посібник

Книга друга

Редагування *Н. В. Мурашової*
Комп'ютерне верстання *А. М. Боброва*

Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»
Свідоцтво про державну реєстрацію: серія ДК № 5354 від 25.05.2017 р.
просп. Перемоги, 37,
03056, м. Київ

Темплан 2019 р., поз. 1-2-007

Підп. до друку 12.04.2019. Формат 60×84¹/₁₆. Папір офс. Гарнітура Times.
Спосіб друку – ризографічний. Ум. друк. арк. 19,53. Обл.-вид. арк. 32,48 Зам. № 19-046.
Наклад 300 пр. (Перший запуск 1–100 пр.)

Видавництво «Політехніка» КПІ ім. Ігоря Сікорського
вул. Політехнічна, 14, корп. 15
03056, м. Київ
тел. (044) 204-81-78